

SÉRIE A,
N° 2583
N° D'ORDRE :
3455

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

ALBERT SEPTIER

1^{re} THÈSE. — LE MICROSCOPE ÉLECTRONIQUE A ÉMISSION.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 27 février 1953 devant la Commission d'examen.

MM. RIBAUD, *Président.*
WYART, }
GRIVET, } *Examineurs.*
VASSY }

PARIS

GAUTHIER-VILLARS, ÉDITEUR-IMPRIMEUR-LIBRAIRE

Quai des Grands-Augustins, 55

—
1954

SÉRIE A,
N° 2583
N° D'ORDRE :
3455

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

ALBERT SEPTIER

1^{re} THÈSE. — LE MICROSCOPE ÉLECTRONIQUE A ÉMISSION.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 27 février 1953 devant la Commission d'examen.

MM. RIBAUD, *Président.*
WYART, }
GRIVET, } *Examineurs.*
VASSY }

PARIS

GAUTHIER-VILLARS, ÉDITEUR-IMPRIMEUR-LIBRAIRE

Quai des Grands-Augustins, 55

—
1954

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen..... M. A. CHATELET.

PROFESSEURS

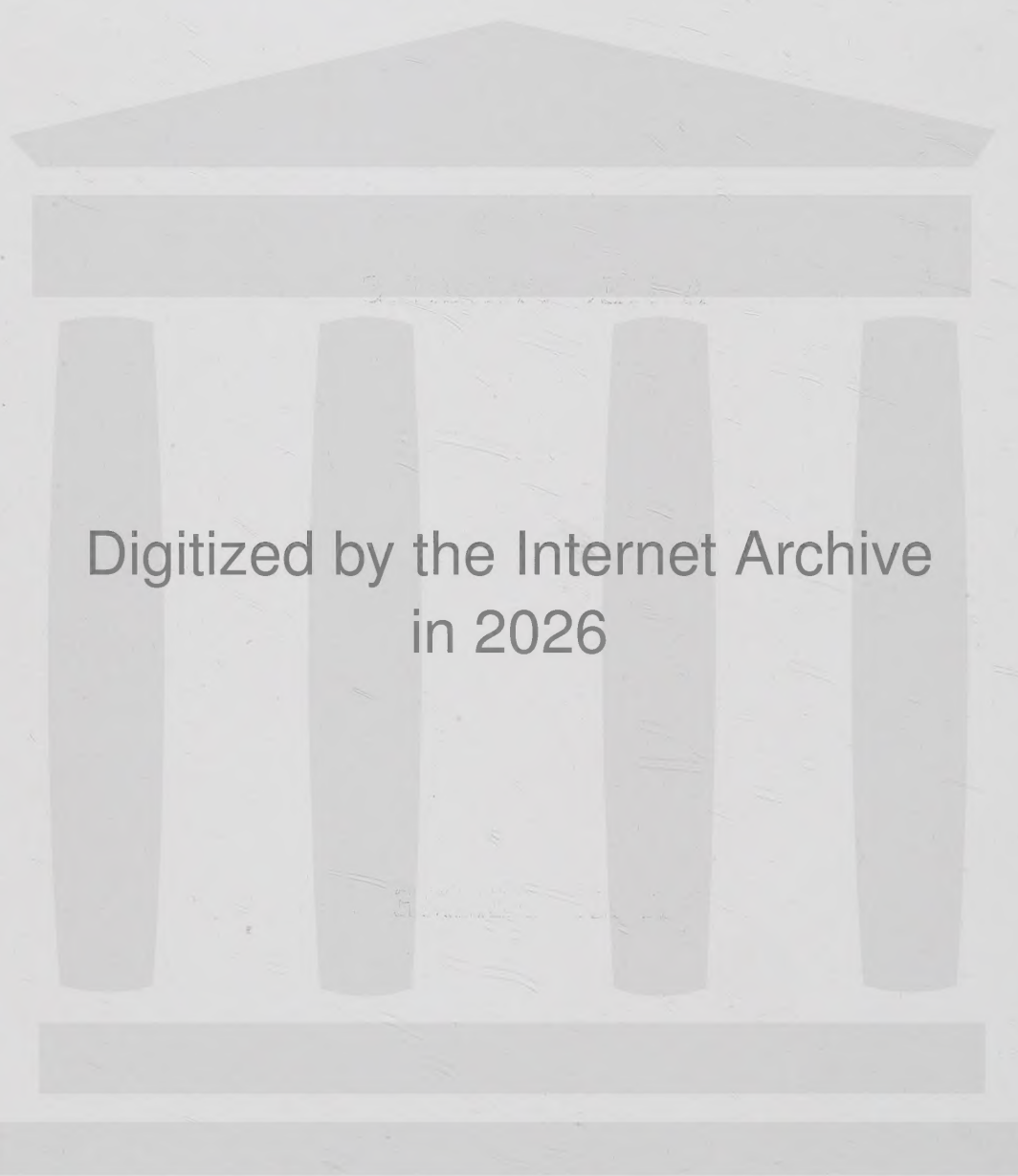
G. JULIA.....	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	CHRÉTIEN.....	T	Chimie minérale.
A. DENJOY.....	T	Théorie des fonctions.	P. DRACH.....	T	Zoologie.
L. LUTAUD.....	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	KASTLER.....	T	Physique.
E. DARMOIS.....	T	Enseignement de Physique.	CHATELET.....	T	Arithmétique et théorie des nombres.
ROBERT LÉVY.....	T	Physiologie comparée.	EPHRUSSI.....	T	Génétique.
FOCH.....	T	Mécanique physique et expérimentale.	WURMSER.....	T	Biologie physico-chimique.
PAUTHENIER.....	T	Électrotechnique générale.	BAUER.....	T	Chimie-Physique.
DE BROGLIE.....	T	Théories physiques.	RIVIÈRE.....	T	Géologie (P. C. B.).
JOB.....	T	Chimie générale.	GAUTHERET.....	T	Biologie végétale (P. C. B.).
PRENANT.....	T	Anatomie et Histologie comparées.	LUCAS.....	T	Physique.
COMBES.....	T	Physiologie végétale.	A. THOMAS.....	T	Évolution des êtres organisés.
GARNIER.....	T	Géométrie supérieure.	ARNULF.....	T	Optique appliquée.
PERÈS.....	T	Mécanique des fluides et applications.	MAX MORAND.....	T	Physique.
LAUGIER.....	T	Physiologie générale.	SOLEILLET.....	T	Physique.
TOUSSAINT.....	T	Technique aéronautique.	FORTIER.....	T	Mécanique expérimentale des fluides.
M. CURIE.....	T	Physique (P. C. B.).	DANJON.....	T	Astronomie.
G. RIBAUD.....	T	Hautes températures.	FROMAGEOT.....	T	Chimie biologique.
CHAZY.....	T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.	LAPORTE.....	T	Physique générale et Radio-activité.
CROZE.....	T	Physique théorique et Physique céleste.	JANET.....	T	Mathématiques générales.
DUPONT.....	T	Théories chimiques.	PETIT.....	T	Biologie maritime.
VALIRON.....	T	Calcul différentiel et Calcul intégral.	QUENEY.....	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
BARRABÉ.....	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	GALLIEN.....	T	Biologie animale (P. C. B.).
G. DARMOIS.....	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	EICHHORN.....	T	Biologie végétale (P. C. B.).
JACQUES BOURCART	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	DE CUGNAC.....	T	Biologie végétale (P. C. B.).
AUBEL.....	T	Chimie biologique.	M ^{lle} CAUCHOIS.....	T	Chimie-Physique.
M ^{me} JOLIOU-CURIE.	T	Physique générale et Radio-activité.	THELLIER.....	T	Physique du Globe.
PLANTEFOL.....	T	Botanique.	AUDUBERT.....	T	Électrochimie.
CABANNES.....	T	Recherches physiques.	L'HÉRITIER.....	T	Génétique.
GRASSÉ.....	T	Évolution des êtres organisés.	GRIVET.....	T	Radioélectricité.
PRÉVOST.....	T	Chimie organique.	PONCIN.....	T	Mécanique des fluides.
BOULIGAND.....	T	Application de l'analyse à la Géométrie.	THIRY.....	T	Mécanique appliquée.
CHAUDRON.....	T	Chimie appliquée.	DUBREIL.....	T	Mathématiques générales.
WYART.....	T	Minéralogie.	QUELET.....	T	Chimie (P. C. B.).
TEISSIER.....	T	Zoologie.	CAGNIARD.....	T	Géophysique appliquée.
MANGENOT.....	T	Biologie végétale.	CHAMPETIER.....	T	Chimie appliquée.
P. AUGER.....	T	Physique quantique et relativité.	CUVILLIER.....	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.
MONNIER.....	T	Physiologie générale.	JUNG.....	T	Pétrographie.
PIVETEAU.....	T	Géologie.	TRILLAT.....	T	Physique (P. C. B.).
ROCARD.....	T	Physique.	WIEMANN.....	T	Chimie (P. C. B.).
H. CARTAN.....	T	Mathématiques (E. N. Supérieure).	JACQUINOT.....	T	Physique (P. C. B.).
SCHAEFFER.....	T	Physiologie des fonctions.	VASSY.....	T	Physique de l'atmosphère.
LAFFITTE.....	T	Chimie générale.	DESTOUCHES.....	T	Théories physiques.
FAVARD.....	T	Mécanique générale.	M. PRUVOST.....	T	Géologie.
COULOMB.....	T	Physique du Globe.	AMIEL.....	T	Chimie (P. C. B.).
M ^{lle} COUSIN.....	T	Biologie animale (P. C. B.).	HOCART.....	T	Minéralogie.
			MACHEBOEUF.....	T	Microbiologie.
			J.-P. MATHIEU.....	T	Physique (P. C. B.).
			COUTEAUX.....	T	Biologie animale (P. C. B.).
			MAY.....	T	Biologie animale (P. C. B.).
			CHOQUET.....	T	Calcul différentiel.
			FELDMANN.....	T	Biologie (P. C. B.).
			GUINIER.....	T	Physique (P. C. B.).
			JOST.....	T	Biologie (P. C. B.).

Secrétaire..... CH. MONIER.



A MES PARENTS

A MA FEMME



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551509_0013

PREMIÈRE THÈSE

QUELQUES TYPES D'OBJECTIFS ÉLECTROSTATIQUES A IMMERSION A FORT GRANDISSEMENT ⁽¹⁾.

SOMMAIRE. — Les conditions de fonctionnement des objectifs à immersion étant mal connues, nous avons entrepris une étude expérimentale approfondie de l'objectif « classique » à électrodes planes utilisé en microscopie électronique à émission avec des courants très faibles. Après avoir recherché l'influence des divers paramètres géométriques sur la distance focale image et le champ électrostatique E_0 régnant sur la cathode dans les conditions de mise au point, nous avons déterminé les conditions de fonctionnement optimum, qui fixent la valeur maximum de E_0 dans ce type d'objectif et, par suite, son pouvoir séparateur limite.

Des objectifs nouveaux, dont l'un au moins s'est montré très supérieur à l'objectif classique, ont été expérimentés dans le but d'obtenir, à tension de fonctionnement égale, un champ E_0 beaucoup plus fort.

Enfin, nous avons mis au point une méthode de calcul complète fournissant avec une bonne précision — et sans intégration numérique — la répartition de potentiel sur l'axe et les éléments cardinaux des systèmes à électrodes planes. Nous avons réalisé une application à un cas particulier, et confronté les résultats avec l'expérience.

Tous nos résultats peuvent s'étendre aux canons à électrodes planes où n'interviennent pas les perturbations dues à la charge d'espace.

INTRODUCTION.

Le microscope électronique à émission fournit l'image d'objets émettant des électrons par un mécanisme quelconque (émission photoélectronique, électronique secondaire, de champ, ou thermoélectronique). Parmi toutes les réalisations utilisant l'une ou l'autre de ces possibilités les seuls résultats encou-

rageants furent obtenus avec des microscopes à émission thermoélectronique. Ces microscopes sont de deux types :

— soit purement électrostatiques, et utilisant alors un objectif spécial dit « à immersion » [1], [2], [3], [4], [5];

— soit magnétique, avec une partie accélératrice précédant un objectif magnétique faible [6].

⁽¹⁾ Ce travail a été réalisé au Laboratoire de Radioélectricité de la Faculté des Sciences de Paris, sous la Direction du Professeur P. Grivet, à qui j'exprime ici ma profonde gratitude.

Depuis les travaux fondamentaux de Johansson [7] en 1933, relatifs à un objectif à électrodes

planes minces de construction sommaire, fonctionnant sous faible tension, aucune étude des objectifs améliorés (électrodes épaisses, tensions de fonctionnement de 20 à 30 kV) n'a été publiée.

Les facteurs agissant sur le pouvoir séparateur théorique de l'objectif à immersion ont été déterminés par différents auteurs. La limite de résolution δ est donnée par une formule de la forme : $\delta = K \frac{\Phi_0}{E_0}$, où Φ_0 représente la vitesse de sortie la plus probable des électrons, exprimée en volt, E_0 le champ électrostatique régnant à la surface de la cathode, et K un facteur numérique. Si le calcul ne fait appel qu'aux lois de l'optique géométrique, K est compris entre 4 et 1,2 selon qu'on effectue la mise au point dans le plan image de Gauss ou dans le plan du cercle de section minimum du faisceau [8], [9], [10]. Mais le calcul de la répartition électronique dans diverses sections du faisceau voisines du plan image de Gauss montre [11] que ce coefficient pourrait être abaissé à 0,3 ou 0,4.

Il était cependant impossible d'estimer correctement la valeur de δ à partir de cette formule, les valeurs de E_0 étant pratiquement inconnues.

Le but de ce travail a été d'étudier en détail et de façon quantitative le fonctionnement de l'objectif à immersion à électrodes planes épaisses, de déterminer E_0 et les facteurs pouvant accroître sa valeur (donc le pouvoir séparateur théorique et la qualité des images), puis d'examiner si d'autres dispositifs ne pouvaient avoir des qualités optiques supérieures à celles de cet objectif. Enfin nous avons recherché si les propriétés de cet objectif étaient accessibles au calcul numérique. Après avoir établi les formules donnant avec une bonne approximation la répartition de potentiel $\Phi(z)$ sur l'axe du système, nous avons effectué la détermination des éléments cardinaux d'un objectif donné et comparé les résultats du calcul aux résultats expérimentaux relatifs au même objectif.

CHAPITRE I.

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L'OBJECTIF CLASSIQUE A ÉLECTRODES PLANES ÉPAISSES [12].

1. Description.

Le microscope électronique à émission utilise les électrons émis par la surface que l'on examine. Ces électrons quittent l'objet avec des vitesses très faibles, correspondant à des énergies de 0,1 à 0,2 eV dans le cas des cathodes chaudes, de quelques électrons-volts pour les cathodes photo-

électroniques. Le système optique a deux fonctions : accélérer et focaliser. Ces deux fonctions peuvent être séparées ou associées dans un même dispositif. C'est cette dernière solution qui fut adoptée la première et qui a subsisté dans tous les microscopes à émission électrostatiques construits depuis 1932 : elle conduit à l'objectif spécial dénommé *objectif à immersion* (fig. 1).

L'objet ou cathode K, plan et équipotentiel, constitue la première électrode. Deux électrodes planes parallèles W et A (Wehnelt et Anode), percées de trous de rayons R_1 et R_2 , constituent le dispositif accélérateur et focalisateur. K est portée à la haute

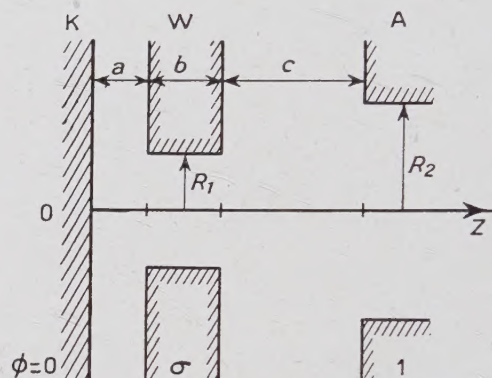


Fig. 1.

tension négative prise arbitrairement égale à $(-V)$ et W à une tension voisine $-(V + v)$, avec $v \leq 0$ ou $v \geq 0$. L'anode A est réunie à la masse. Par la suite nous prendrons l'origine des potentiels sur K; nous aurons alors les trois valeurs : $V_K = 0$, $V_W = v$, $V_A = V$, et nous poserons $V = 1$ et $v = \sigma$.

2. Méthode utilisée.

2.1. L'objectif à immersion, comme tout dispositif électrostatique obéit aux lois de similitude géométrique : si l'on multiplie par un facteur k les dimensions des électrodes, sans changer la tension de fonctionnement, le champ électrostatique en tout point (en particulier E_0) est divisé par k . Il est donc préférable d'utiliser un objectif de petites dimensions, mais les problèmes de tenue en tension de la lentille fournissent une valeur inférieure de la distance interélectrodes. Pour éviter des claquages fréquents, on ne peut guère dépasser à la surface d'électrodes polies en regard, un champ de 150 kV/cm. Des tensions de fonctionnement de 25 à 30 kV, couramment utilisées, amènent à prendre $c \geq 2$ mm.

Nous avons fixé c à 2 mm et étudié différentes

séries d'objectifs, chaque série correspondant à deux valeurs fixes de deux des trois paramètres R_1 , R_2 , b , le troisième variant par valeurs discrètes. Pour cela, nous avons eu à notre disposition une série d'électrodes W d'épaisseurs diverses dont nous avons agrandi progressivement les trous, et une série d'électrodes A ayant des trous de grandeurs différentes.

Chaque préparation de manipulation comportait le polissage des électrodes, la vérification des cotes

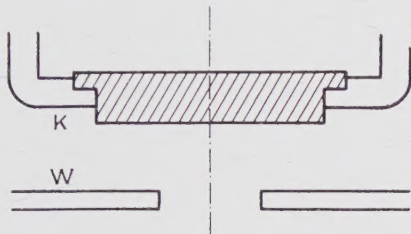


Fig. 2.

à $1/100^e$ de millimètre près, et le centrage de celles-ci sous microscope spécial également au $1/100^e$ de millimètre. La cathode K, constituée par un disque plan de 5 mm de diamètre, poli, est supportée dans un porte-objet qui constitue également un anneau de garde. Il y a *a priori* une différence entre une portion de plan de 12 mm de diamètre et une électrode plane indéfinie, mais des expériences identiques répétées avec des anneaux de garde de 8, 12 et 20 mm de diamètre n'ont amené aucune divergence décelable dans les résultats, et bien montré que la répartition de potentiel au voisinage des trous n'est pas sensiblement influencée par l'étendue de K, tant que la distance entre celle-ci et W reste très inférieure à son diamètre.

L'objet examiné (pastille de fer pur parsemé de points émissifs d'oxydes alcalino-terreux fins) était poli et rénové à chaque manipulation. Pour être assuré d'obtenir des valeurs de a très faibles et pouvoir les mesurer facilement, nous avons dû donner à cette pastille la forme représentée sur la figure 2; elle sort du porte-objet de $1/10^e$ de millimètre environ.

2.2. MESURE DES DÉPLACEMENTS DE L'OBJET (fig. 3). — Le porte-objet, ainsi que tout le dispositif de chauffage de l'objet, est fixé à un cylindre isolant S en stéatite, dont l'autre extrémité est solidaire d'une pièce de laiton L qui peut être montée ou abaissée par le jeu d'une vis V_1 munie d'un tambour gradué. Une membrane de tombac T_1 permet ce mouvement sous vide. La vis V_1 est

solidaire d'une cloche C de duralumin qui repose sur un plan horizontal P, en trois points seulement. Trois vis identiques à V_2 permettent le déplacement latéral de l'ensemble; un tombac T_2 assure l'étanchéité. La stabilité du porte-objet est assurée par un cylindre G dans lequel glisse L, et qui est solidaire de C.

Le déplacement horizontal, possible dans toutes les directions, permet l'exploration complète d'un objet de 5 mm de diamètre sans avoir à retoucher la mise au point, car la surface de l'objet reste constamment parallèle au plan P, lui-même parallèle par construction aux plans des diaphragmes de l'objectif. Un comparateur M donne par lecture directe à moins de $1/100^e$ de millimètre, la valeur d'un déplacement dans une direction privilégiée, parallèle ici à l'un des côtés de l'écran d'observation.

Le mouvement vertical de l'objet peut atteindre 4 cm. La mesure des déplacements verticaux peut

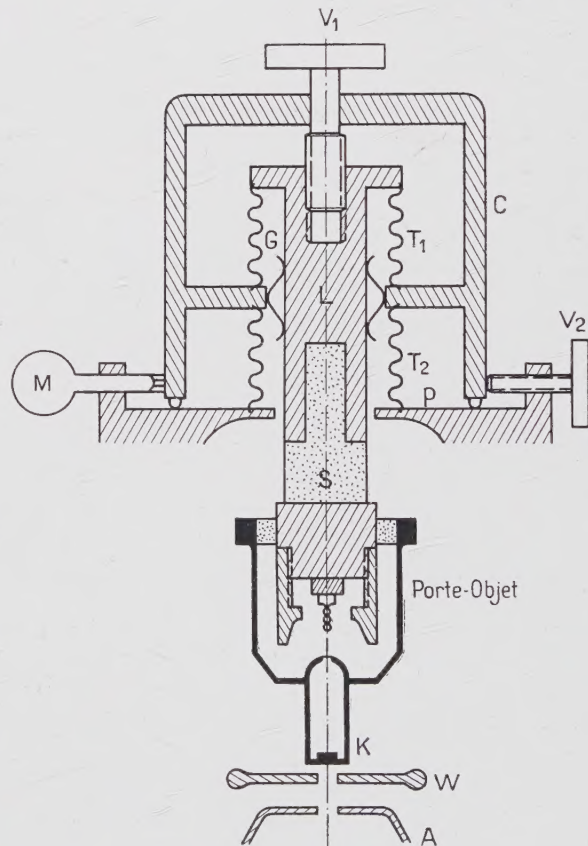


Fig. 3.

se faire au $1/100^e$ de millimètre sans difficulté : le tombac T_1 supprime par son élasticité le jeu de la vis V_1 . Dans un modèle plus perfectionné, le système CT_1V_1 a été remplacé par une tête palmer

utilisant un joint Wilson pour assurer l'étanchéité.

La mesure de la valeur absolue de la distance objet-Wehnelt a est plus délicate par suite de la dilatation du porte-objet et de la tige S, durant une expérience. La stabilité thermique de l'ensemble n'est en effet assurée qu'au bout de plusieurs heures, et nous ne pouvions à chaque expérience, attendre qu'elle soit atteinte. Chaque expérience durait environ une heure; le porte-objet et S étaient portés à chaque fois à une température de l'ordre de 100° , et la dilatation totale, qui se traduit par une descente de l'objet, pouvait dépasser $2/10^6$ de millimètre.

Nous avons employé la méthode suivante, qui permet d'éliminer les erreurs dues à la dilatation :

— Avant chaque mesure, l'objet est amené en une position telle que l'image soit nette sur l'écran pour une polarisation nulle du Wehnelt ($\sigma = 0$). Nous dénommerons a_0 la valeur de la distance KW correspondante.

— La distance a_0 est déterminée avec beaucoup de soin, car cette position sert d'origine aux mesures suivantes. Pour cela, on approche lentement la cathode du Wehnelt : les taches lumineuses correspondant aux points émissifs de l'objet deviennent floues et se déplacent vers les bords de l'écran, puis s'immobilisent brutalement lorsque le contact électrique est établi entre K et W; on lit alors le déplacement total de l'objet sur le tambour de la vis V_1 . Cette mesure s'effectue avec une erreur inférieure ou au plus égale à $3/100^6$ de millimètre.

— Revenant ensuite à la position de mise au point pour $\sigma = 0$, on applique une polarisation connue σ_1 . On rétablit rapidement la mise au point par déplacement de l'objet, et on lit le déplacement Δa_1 correspondant, à partir de a_0 : la distance a_1 correspondant à σ_1 est donc égale à $a_0 + \Delta a_1$. On annule alors σ , pour revenir en a_0 (qui, par suite de la dilatation, ne correspond plus tout à fait à la même division du tambour de V_1), on applique une nouvelle polarisation σ_2 et l'on recherche Δa_2 , afin d'en tirer a_2 , et ainsi de suite....

2.3. MESURE DU GRANDISSEMENT LINÉAIRE. — Nous avons utilisé au début une méthode photographique : l'objet comportait des raies parallèles très peu profondes, d'écartement connu (mesuré au microscope métallographique). Ces raies étaient rendues visibles sur l'image par l'accumulation de produits activants. Une photographie était prise pour chaque valeur de σ , et le grandissement mesuré ensuite sur le négatif.

Puis nous avons vérifié systématiquement durant plusieurs expériences que les grandissements ainsi

déterminés étaient égaux à ceux mesurés en déplaçant l'objet d'une longueur Δl telle qu'un point image se déplace d'une longueur ΔL repérée sur l'écran.

Nous nous sommes bornés par la suite à mesurer G par cette méthode, en utilisant pour cela le comparateur M solidaire de la tête du microscope.

Pour toutes ces expériences, l'objectif a fonctionné avec des courants aussi faibles que possible : courant total de l'ordre de $1 \mu A$ pour une surface émissive d'environ 12 mm^2 , soit une densité de courant inférieure à $10 \mu A/\text{cm}^2$. Pour des courants forts (supérieurs à $100 \mu A$), l'influence de la charge d'espace se fait sentir : l'image est moins bonne et le grandissement augmente légèrement.

3. Courbes de mise au point.

3.1. Comme pour tout système d'optique électronique utilisant plusieurs tensions, les propriétés de l'objectif restent identiques, pour une géométrie donnée, lorsque σ reste constant.

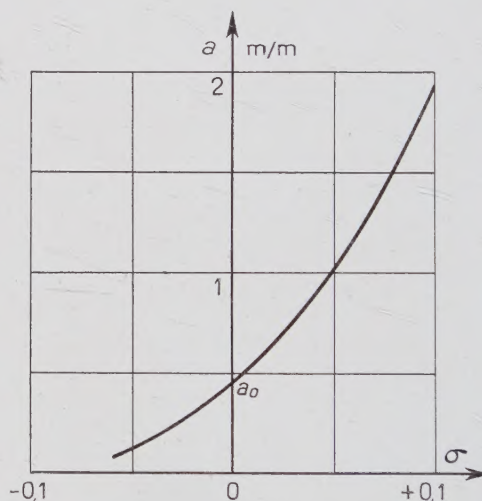


Fig. 4.

Remarquons toutefois que cette loi de similitude des potentiels n'est pas rigoureusement exacte ici, car, à une température donnée, les électrons issus de l'objet ont une vitesse la plus probable $\bar{\Phi}_0$, et le rapport $\frac{\bar{\Phi}_0}{V}$ varie avec V . Mais la petitesse de $\bar{\Phi}_0$ ($0,1 \text{ V}$ à 1160° K) fait que l'expérience ne peut déceler les perturbations infiniment petites qui en résultent, sauf pour de très grandes variations de V .

σ est une grandeur caractéristique de l'objectif : nous examinerons autant que possible les autres

grandeurs (distance a et, par suite, grandissement et distance focale) en fonction de cette variable.

A chaque valeur de σ correspond des valeurs fixes de la distance focale de l'objectif, et de la position du plan principal image. Par suite, si l'on fixe une fois pour toutes la distance D entre l'objectif et l'image, à chaque valeur de σ va correspondre obligatoirement une position bien déterminée de l'objet par rapport à l'objectif, c'est-à-dire qu'à chaque valeur de σ est associée une valeur de a , D étant fixée.

Nous dénommerons désormais *courbe de mise au point* les courbes représentant, pour une géométrie donnée, la fonction $a = f(\sigma)$.

Ces courbes ont toutes été établies pour $D = 660 \text{ mm}$.

Nous avons fixé V à 10 kV afin d'avoir des valeurs assez faibles de la polarisation, obtenue par des piles. V était mesurée grâce à une chaîne de résistances fréquemment réétalonnée, d'une valeur de $100 \text{ M}\Omega$ et un microampèremètre, et v avec un voltmètre $0-3 \text{ 000 V}$ continu.

La figure 4 représente la courbe de mise au point relative à l'objectif le plus communément employé dans le microscope ($R_1 = 1$, $R_2 = 1$, $c = 2$, $b = 0,7$). On voit que a_0 est faible : entre $0,4$ et $0,5 \text{ mm}$; a est une fonction toujours croissante de σ , d'abord lentement pour les valeurs négatives de σ , puis très rapidement pour les valeurs positives.

3.2. ÉVOLUTION DES COURBES AVEC LES DIFFÉRENTS PARAMÈTRES. — *Rayon de l'anode R_2* . — Lorsque R_2 varie, a_0 reste constant et la courbe de mise au point pivote autour du point $(a_0; 0)$. Elle se rapproche de l'axe Oa lorsque R_2 croît. Pour une valeur quelconque a_1 de a , on a $\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \text{const.}$ Un exemple est donné par la figure 5, relatif aux deux objectifs : $R_1 = 1,5$; $b = 0,7$; $c = 2$; et pour l'un $R_2 = 1$, pour l'autre $R_2 = 2,5$. Nous avons ici $\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = 1,35$. Pour des valeurs de R_2 comprises entre 1 et $2,5 \text{ mm}$, les courbes sont intercalées entre celles représentées figure 5, la variation du rapport $\frac{\sigma_1}{\sigma_2}$ est une fonction linéaire de R_2 .

Le tableau I fournit les valeurs $\frac{\sigma_2}{\sigma_1}$, en fonction de R_2 dans le cas de la figure 6.

TABLEAU I.

R_2	1.	1.5.	2.	2.5.
$\frac{\sigma_2}{\sigma_1}$	1	0,92	0,83	0,75

L'augmentation de R_2 semble donc équivalente

à une diminution de la tension de fonctionnement V , dans le rapport $\frac{\sigma_2}{\sigma_1}$.

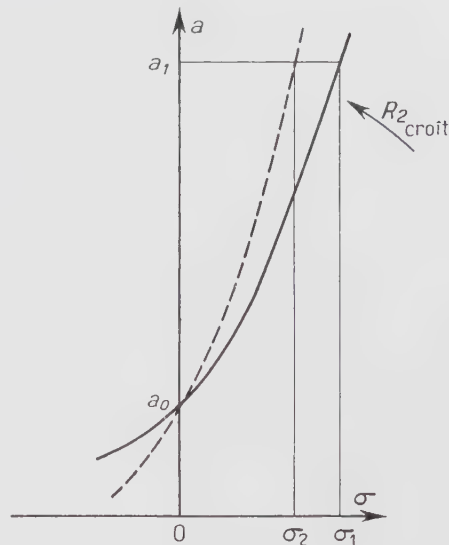


Fig. 5.

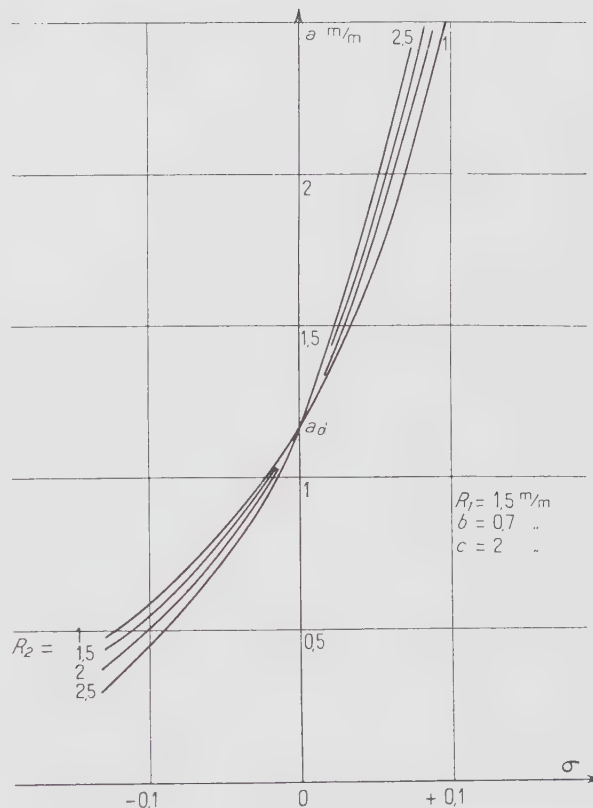


Fig. 6.

D'autre part, le rapport est sensiblement constant lorsque l'on considère les courbes tracées pour

les deux valeurs de R_2 et des valeurs quelconques de b . Seule influe sur ce rapport la valeur de R_1 , et l'influence de R_2 est d'autant plus faible que R_1 est plus petit. La tableau II donne la variation $\frac{\sigma_1}{\sigma_2}$ (σ_1 relatif à $R_2 = 1$ et σ_2 à $R_2 = 2,5$) en fonction de R_1 , quel que soit b .

TABLEAU II.

R_1	0,75.	1.	1,5.
$\frac{\sigma_1}{\sigma_2}$	1,22 à 1,25	1,25	1,35

Distance c. — Dans un seul cas, nous avons étudié l'influence de c , tous les autres paramètres restant constants.

La valeur de a_0 reste fixe, et les courbes se déduisent encore les unes des autres par affinité selon $O\sigma$ (fig. 7).

Les courbes se rapprochent de l'axe Oa quand c croît.

Un accroissement de c est sensiblement équivalent à un accroissement de R_2 , donc à une diminution de V .

Épaisseur du Wehnelt. — Les paramètres R_1 , R_2 et c étant fixés, si l'on fait croître b , les courbes de mise au point ont l'allure de la figure 8. Pour de fortes

sement équivalent Δa de a_0 : le système a donc toujours la même distance cathode-anode.

Dans tous les autres cas, β différant peu de 1, la « longueur » du système reste sensiblement constante.

La figure 9 représente la variation de a_0 en fonction de b , pour différentes valeurs de R_1 (on a vu que a_0 n'était fonction que de ces deux paramètres).

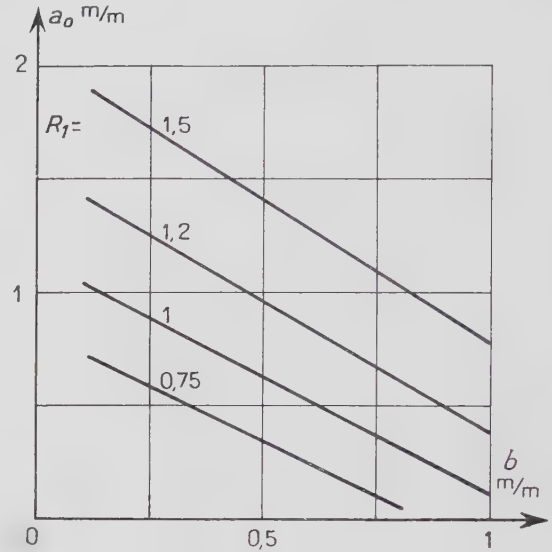


Fig. 9.

La connaissance de a_0 est utile, car elle permet de fixer la distance moyenne cathode-Wehnelt lors de la construction d'un objectif.

Nous verrons plus tard que l'action du Wehnelt est largement prépondérante au voisinage de la cathode, zone principale au point de vue focalisation, car les électrons y sont lents.

Si nous définissons comme angle d'ouverture α de l'objectif, le demi-angle du cône ayant son sommet au centre de la cathode, et s'appuyant sur le cercle intérieur du trou du Wehnelt, on peut dire que, quelle que soit l'épaisseur b du Wehnelt, l'objectif travaille à « ouverture constante », pour $\sigma = 0$, et même dans une zone assez large $\pm \Delta\sigma$.

Par exemple, pour $R_1 = 1$ et $c = 2$, on a sensiblement $\text{tg } \alpha = \frac{R_1}{a_0 + b} \approx 0,89$.

Rayon R_1 du Wehnelt. — Les courbes R_1 variable, b constant, ont même allure que pour b variable et R_1 constant, mais ici a croît avec R_1 (fig. 10) de façon sensiblement linéaire (voir les valeurs de a_0 données fig. 9).

Si l'on calcule ici l'ouverture définie précédemment, on voit que l'ouverture diminue quand R_1 augmente (voir tableau III).

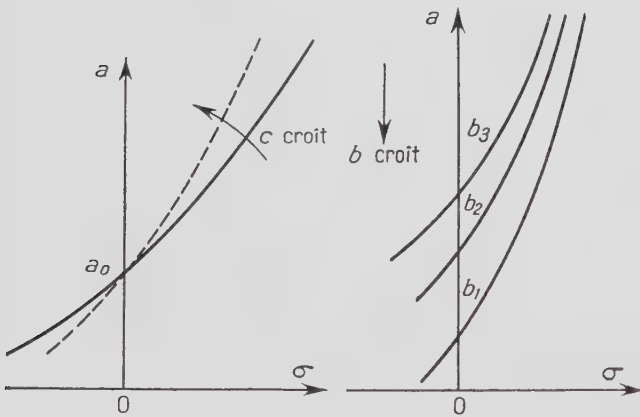


Fig. 7.

Fig. 8.

épaisseurs (b_1), le fonctionnement n'a plus lieu pratiquement qu'avec des polarisations positives.

Toutes les courbes tendent à se confondre pour les polarisations positives fortes. D'autre part, la distance a_0 est une fonction linéaire de b , $a_0 = \alpha - \beta b$.

Pour les faibles valeurs de R_1 (soit $R_1 \leq 1$ mm), on a sensiblement $\beta = 1$ et pour $R_1 > 1$ mm, β légèrement supérieur à 1. Dans le cas $R_1 = 1$ mm, chaque diminution de b se traduit par un accrois-

TABLEAU III.

R_1	0,75.	1.	1,2.	1,5.
$\lg \alpha = \frac{R_1}{a_0 + b}$	0,92	0,90	0,86	0,81

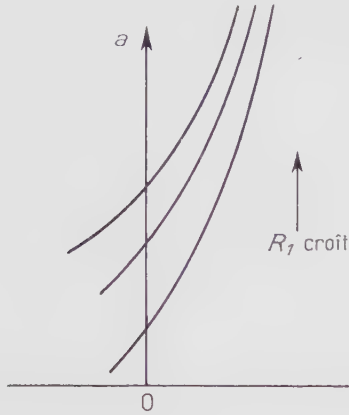


Fig. 10.

4. Grandissement et distance focale image.

4.1. Pour chaque géométrie, nous avons déterminé le grandissement linéaire G de l'image obtenue à $D = 66$ cm de l'objectif, pour chaque valeur de la polarisation. Mais il est plus intéressant de considérer la distance focale image de l'objectif, indépendante de D . Cette dernière distance étant grande

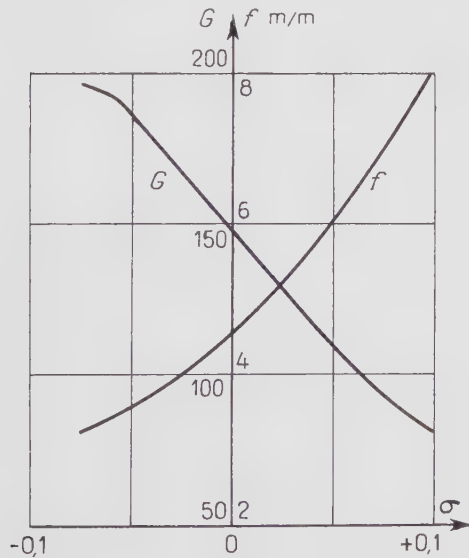


Fig. 11.

devant les dimensions de l'objectif, on peut écrire : $f = \frac{D}{G}$.

Nous donnons (fig. 11) les courbes représentant G

et f en fonction de σ pour l'objectif ($R_1 = R_2 = 1$; $b = 0,7$; $c = 2$ mm). G est une fonction décroissante de σ . Dans une zone $-0,05 < \sigma < +0,05$, la courbe représentative est sensiblement une droite (par suite, f sera une fonction homographique de σ). Pour les fortes valeurs de σ , aussi bien négatives que positives, G décroît moins vite lorsque σ croît.

Dans l'objectif envisagé ici, G varie de 185 à 82, pour une variation de σ allant de $-0,05$ à $+0,1$.

La distance focale image f varie dans cet intervalle de 3,6 à 8 mm.

4.2. INFLUENCE DE R_2 . — Lorsque R_2 augmente, toutes choses égales par ailleurs, le grandissement

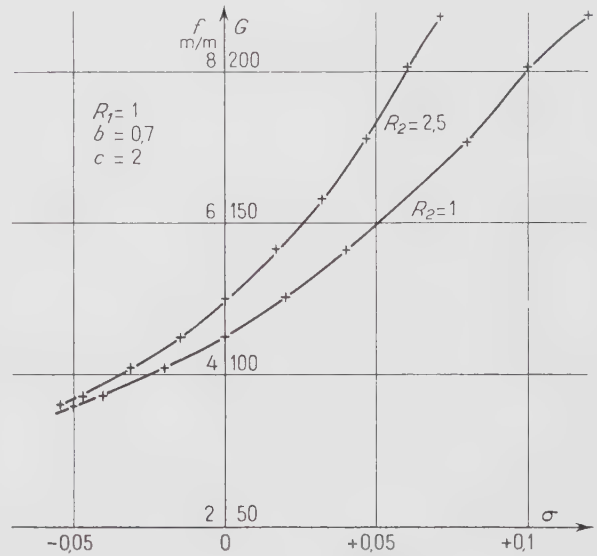


Fig. 12.

diminue. Pour les fortes polarisations négatives, par suite de l'influence prépondérante du Wehnelt, le grandissement est sensiblement le même, quel que soit R_2 .

Nous donnons sur la figure 12 les courbes représentant f pour l'objectif envisagé précédemment avec $R_2 = 1$ et $R_2 = 2,5$. Pour toutes les valeurs de R_2 comprises entre ces limites, les courbes représentatives se situent entre celles représentées ici.

Cette variation peut s'interpréter en considérant le diaphragme anode comme une lentille accélératrice divergente : la divergence croît avec le rayon R_2 et, par suite, le grandissement final de l'objectif décroît.

Pour $R_2 = 2,5$, le grandissement décroît plus vite lorsque σ croît que pour $R_2 = 1$.

4.3. INFLUENCE DE b . — Le grandissement est approximativement identique pour tous les objec-

tifs différant seulement par la valeur de b , et fonctionnant à polarisation nulle.

Pour $\sigma < 0$, l'objectif est d'autant plus convergent que b est plus grand, au contraire, pour $\sigma > 0$, le grandissement décroît lorsque b augmente [voir fig. 13, relative à l'objectif ($R_2 = R_1 = 1$, $c = 2$)].

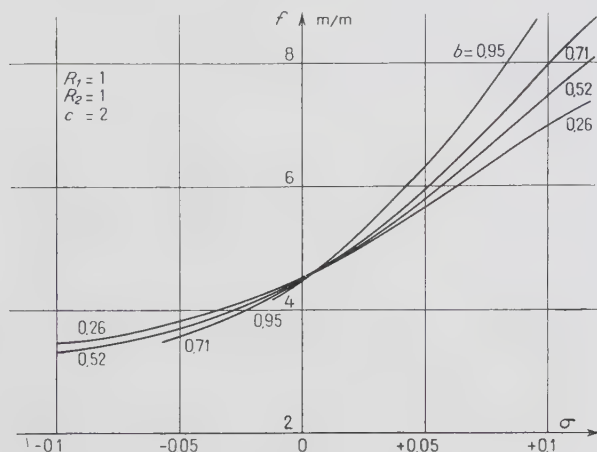


Fig. 13.

Toutefois, les variations de G sont faibles et ne dépassent pas 10 % pour des épaisseurs b allant du simple au triple.

4.4. INFLUENCE DE R_1 . — R_1 se révèle être le paramètre dont les variations influent le plus fortement sur G et f . Les courbes donnant f en fonction de σ se croisent dans la région des polarisations fortement positives, mais divergent fortement

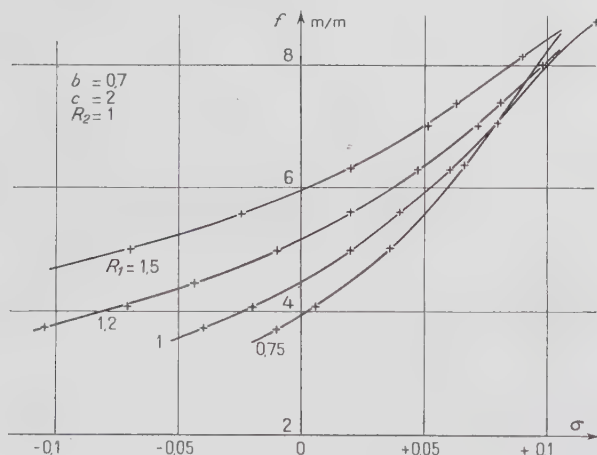


Fig. 14.

pour $\sigma < 0$. On voit sur la figure 14 relative à l'objectif ($R_2 = 1$, $b = 0,7$; R_1 variable) que f varie de 50 % lorsqu'on passe de $R_1 = 0,75$ à $R_1 = 1,5$.

Dans toute la zone intéressante de fonctionnement ($-0,05 < \sigma < 0,05$), le grandissement décroît lorsque R_1 augmente.

4.5. OBTENTION D'UN OBJECTIF TRÈS CONVERGENT. — Un objectif à courte distance focale, et utilisé avec des polarisations faiblement négatives, sera un objectif muni de trous de faible rayon. Avec $R_1 = 0,75$, $R_2 = 0,75$, $b = 0,7$ et $\sigma = 0$, la distance focale est d'environ 3,6 mm, ce qui fournit à 660 mm de l'objectif $G = 175$. Pour $R_1 = 1$, $R_2 = 1$, et $b = 0,5$, on atteint $f = 3,3$ mm, soit $G = 220$, mais il faut appliquer $\sigma = -0,1$, ce qui est prohibitif.

L'objectif le plus convergent que nous ayons utilisé avait pour caractéristiques : $R_1 = 0,5$, $R_2 = 0,25$, $c = 2$, $b = 0,2$ et $f = 2,75$ mm pour $\sigma = 0$ ($G = 240$).

5. Valeur du champ extracteur E_0 régnant à la surface de la cathode.

5.1. Nous avons déterminé à la cuve rhéographique (1) en partant des courbes de mise au point obtenues précédemment, la répartition de potentiel au voisinage du centre de la cathode, et en avons déduit le champ E_0 régnant en ce point.

Nous avons utilisé pour cela des modèles à l'échelle 400, afin d'avoir la meilleure précision possible, les électrodes ne pouvant guère être réalisées et mises en place qu'à 1 mm près, ce qui correspond à 1/400^e de millimètre pour l'objectif réel. Nous avons déterminé pour chaque système étudié, la position au voisinage de l'axe des équipotentielles $\varphi_1 = 0,01$ et $\varphi_2 = 0,02$. La détermination de l'équation de la parabole $\varphi = pz^2 + qz$ passant par les trois points $\varphi_0 = 0$, $\varphi_1 = 0,01$ et $\varphi_2 = 0,02$ nous a permis d'avoir, dans chaque cas, E_0 avec une bonne précision. (Pour les fortes valeurs de a , ces trois points sont alignés, car le champ est constant dans une région assez étendue devant la cathode.)

Nous n'avons pas ici recherché systématiquement la valeur de E_0 pour toutes les géométries, mais seulement sa variation avec les différents paramètres, en nous orientant vers l'obtention de sa plus forte valeur, à supposer qu'il puisse y avoir maximum de champ E_0 pour une géométrie donnée.

Toutes les valeurs numériques de E_0 fournies plus loin sont exprimées en volts par centimètre

(1) Nous remercions très vivement M. Ponte, directeur de la Compagnie générale de T.S.F., qui nous a permis d'utiliser les cuves rhéographiques existant dans ses Laboratoires.

dans l'hypothèse où la *tension d'accélération* V est égale à 1 V.

5.2. VARIATION DE E_0 AVEC LA POLARISATION.

— Toutes les cotes géométriques étant fixées, il faut savoir tout d'abord dans quel sens varie E_0 lorsque a et σ varient.

Nous avons trouvé que *dans tous les cas* E_0 reste constant pour des valeurs de a allant de 0 à des valeurs supérieures à a_0 , puis décroît ensuite très lentement.

Le champ est assez faible et sa valeur numérique, en volts par centimètre ne dépasse jamais la valeur de la tension V exprimée en volt. La figure 15 montre la variation de E_0 en fonction de a pour l'objectif ($R_1 = 1$, $R_2 = 1$, $c = 2$, $b = 0,7$). On

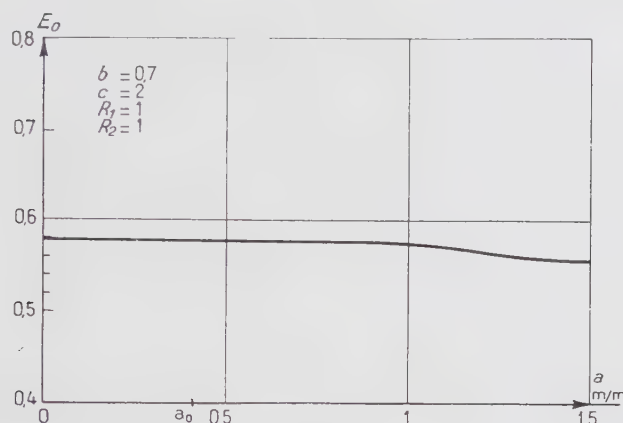


Fig. 15.

a $E_0 = 0,58$ dans un large intervalle de variation. La faiblesse du champ E_0 s'explique facilement, du moins pour les polarisations négatives, car l'expérience montre que dans les conditions de mise au point, l'objectif travaille toujours très près du point de cut-off. La convergence en un point image des trajectoires issues d'un même point sous des angles très différents, nécessite, au voisinage de l'axe, une courbure accentuée des équipotentielles proches de la cathode et, par suite, une action vigoureuse du Wehnelt. Pour les polarisations positives, le champ tend à devenir celui régnant dans un condensateur plan dont les électrodes seraient K et W .

5.3. INFLUENCE DE R_2 (ET DE c). — Nous avons vu que l'influence de R_2 sur les courbes de mise au point pouvait être considérée comme équivalant à une variation de V . L'étude de E_0 pour des rayons R_2 croissants le confirme : le champ E_0 décroît lorsque R_2 croît. Nous avons porté dans le tableau IV

quelques valeurs de E_0 avec les valeurs des paramètres géométriques correspondants.

TABLEAU IV.

c .	R_1 (mm).	b (mm).	R_2 (mm).	E_0 (V/cm) si $V = 1$ V.
2.....	1	0,7	0,25	0,625
	1	0,7	1	0,60
	1	0,7	2,5	0,47
	1	0,2	1	0,64
	1	0,2	2,5	0,520

5.4. INFLUENCE DE b . — Nous avons déterminé les valeurs du champ E_0 maximum pour plusieurs géométries, en faisant varier b dans chaque cas. Le champ E_0 croît légèrement dans tous les cas lorsque b décroît : il est toujours plus fort pour $b = 0,2$ que pour $b = 0,7$. Mais cette augmentation ne dépasse guère 5 %. Elle est d'ailleurs sensiblement la même quel que soit le rayon du Wehnelt. Nous donnons quelques exemples de variation dans le tableau V.

TABLEAU V.

R_1 (mm).	R_2 (mm).	b (mm).	E_0 (V/cm). si $V = 1$ V.
0,75	0,75	0,7	0,64
0,75	0,75	0,5	0,65
0,75	0,75	0,2	0,66
1	1	0,7	0,60
1	1	0,5	0,62
1	1	0,2	0,64
1,2	1	0,7	0,54
1,2	1	0,5	0,56
1,2	1	0,2	0,58

Nous avons vu que lorsque b varie seul, l'objectif travaille à « ouverture » sensiblement constante. C'est sans doute la cause de la grande stabilité de E_0 devant les variations considérables de b .

5.5. INFLUENCE DE R_1 . — On pourrait espérer *a priori* qu'un accroissement de R_1 supprimerait partiellement l'effet d'écran dû au Wehnelt, et que l'influence de V se ferait sentir davantage au voisinage de K . Or, par suite de l'« ouverture » décroissante de l'objectif, cette influence diminue quand R_1 augmente, et le champ E_0 est une fonction décroissante de R_1 , quelles que soient les valeurs des autres paramètres du système (voir tableau VI).

TABLEAU VI.

R_1 (mm).	b (mm).	R_2 (mm).	E_0 (V/cm) si $V = 1$ V.
0,75	0,7	1	0,625
1	0,7	1	0,60
1,2	0,7	1	0,54
1,5	0,7	1	0,45

6. Détermination du coefficient d'aberration sphérique de l'objectif.

Nous avons recherché si l'aberration de sphéricité globale de l'objectif pouvait contribuer à limiter son pouvoir séparateur.

Dans ce but nous avons mesuré la constante d'aberration sphérique C_s d'un objectif à électrodes planes utilisé dans les conditions de mise au point, et celle du même objectif travaillant avec une polarisation très proche de sa polarisation de cut-off, ce qui nous a donné une limite supérieure de la constante d'aberration sphérique pour ce type d'objectif.

En supposant que dans l'objectif, comme dans les autres lentilles électrostatiques, l'aberration longitudinale de sphéricité (fig. 16) suit la loi :

$$\Delta z = C_1 \alpha^2$$

nous pouvons facilement déterminer C_1 expérimentalement. La constante d'aberration sphérique transversale C_s définie par

$$\Delta D = C_s f \alpha^3$$

est alors calculable par la relation

$$\Delta D = \Delta z \alpha,$$

d'où

$$C_s = \frac{C_1}{f};$$

c'est un nombre sans dimension.

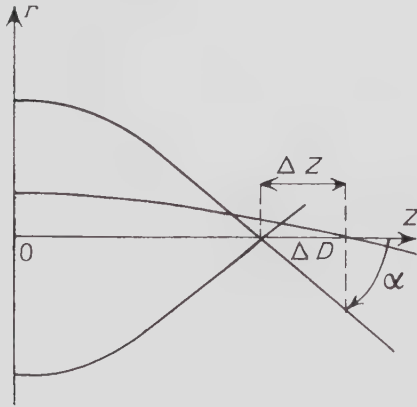


Fig. 16.

Considérons la marche des rayons moyens dans l'objectif (fig. 17). Le rayon marginal C vient couper l'axe en F_C et le rayon paraxial en F_A . Ces points sont les foyers images de l'objectif (intersection réelle ou virtuelle). F_0 relatif aux rayons infiniment proches de l'axe, peut être déterminé en extrapolant, si l'on connaît quelques autres points, F_B et F_C par

exemple. Si une grille est placée à la suite de l'objectif, on aura sur E l'ombre de la grille. La mesure des distances $O'A'$, ..., $O'C'$ va nous permettre de déterminer la position des foyers F_A , ..., F_C .

$$O''F_A = z_A = \frac{L \cdot d_{A''}}{D_{A'} - d_{A''}}.$$

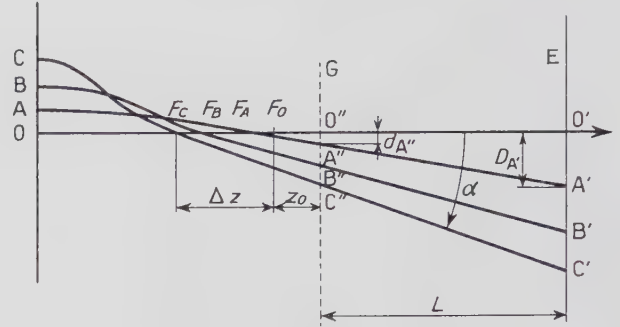


Fig. 17.

On calcule ensuite, pour un angle d'inclinaison du rayon le plus extérieur, l'aberration longitudinale Δz .

De la relation $\Delta z = C_1 \alpha^2$ nous tirons C_1 (nous pouvons d'ailleurs vérifier avec les points A' , B' , C' que l'aberration suit sensiblement la loi en α^2).

Nous avons utilisé le dispositif de la figure 17.

La grille G au pas de 80μ est placée à une distance de $46,5 \text{ mm}$ du plan de l'anode et à 617 mm de l'écran E. La mise au point est obtenue par action sur a avec $\sigma = 0$. On observe alors sur E l'image de K et l'ombre de la grille. La détermination du point O' , origine des distances sur l'image se fait de la façon suivante : par action sur σ , on amène l'objectif au voisinage du cut-off ; il ne reste plus sur E qu'une tache lumineuse très petite, qu'on peut photographier. Le trou de la grille situé au centre peut être considéré comme situé à l'intersection du plan E avec l'axe optique.

Nous avons mesuré $D_{A'}$, $D_{B'}$ et $D_{C'}$ sur un agrandissement photographique (fig. 18) pour $d_{A''} = 0,8 \text{ mm}$; $d_{B''} = 1,6 \text{ mm}$; $d_{C''} = 2,4 \text{ mm}$. Nous avons

$$D_{A'} = 12 \text{ mm}, \quad D_{B'} = 23,86 \text{ mm}, \quad D_{C'} = 35,5 \text{ mm}$$

et les calculs donnent :

$$\Delta z = 0,83 \text{ mm} \quad \text{pour} \quad \alpha = 5,40 \cdot 10^{-2}.$$

D'où

$$C_1 = 250 \text{ mm}.$$

L'objectif ayant ici une distance focale de $3,6 \text{ mm}$, nous avons donc :

$$C_s = 70.$$

Un pinceau de demi-ouverture γ pénétrant dans l'objectif donnera dans le plan image une tache d'aberration sphérique de diamètre :

$$\Delta D = C_s f \gamma^3.$$

Comme il est impossible de définir un angle d'ouverture dans l'espace objet où les trajectoires sont

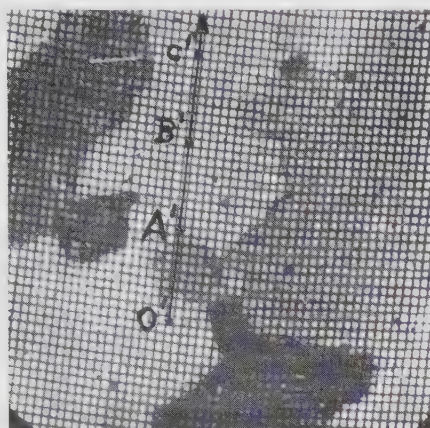


Fig. 18.

continûment courbées, il faut avoir recours à un schéma simplifié de l'objectif : un système accélérateur suivi d'une lentille convergente dépourvue d'aberrations. A l'entrée de cette lentille la demi-ouverture des faisceaux serait de

$$\gamma = \left(\frac{\Phi_0}{V} \right)^{\frac{1}{2}}$$

V étant la tension totale d'accélération des électrons.

D'où

$$\Delta D = C_s f \left(\frac{\Phi_0}{V} \right)^{\frac{3}{2}},$$

pour $\Phi_0 = 0,1$ V, $V = 30$ kV et $C_s f = 250$ mm, on aurait :

$$\Delta D = 1,5 \text{ m}\mu.$$

La constante C_s augmente lorsque l'objectif travaille très près du cut-off, mais ne semble pas devoir dépasser 300. Dans les conditions les plus défavorables, on aurait donc :

$$\Delta D \neq 7 \text{ m}\mu.$$

Nous verrons plus loin que le pouvoir séparateur d'un objectif à électrodes planes de ce type est de l'ordre de $10 \text{ m}\mu$, si l'on tient compte seulement de l'aberration d'ouverture intrinsèque des faisceaux et de l'aberration chromatique.

En conséquence, on pourra toujours négliger le terme d'aberration sphérique dû à l'objectif lui-même.

Mais cette aberration contribue d'une autre manière à diminuer le pouvoir séparateur en dehors de l'axe : en introduisant de la courbure de champ.

Remarquons pour terminer que les valeurs trouvées pour C_1 sont en très bon accord avec celles données par Klemperer et Klinger pour des canons à électrodes planes travaillant avec des distances a différentes : $\frac{C_s f}{R_1} = 600$ pour une forte valeur de a

et $\frac{C_s f}{R_1} \leq 100$ pour a très petit. Notre méthode, utilisant une grille, est plus simple que la méthode employée par ces auteurs, laquelle nécessite la construction et surtout la mise en place précise du diaphragme représenté sur la figure 19, et dont les trous n'ont que quelques centièmes de millimètre de diamètre.

Cette méthode peut être utilisée pour déterminer la position du foyer image d'un objectif; la mesure du grandissement est possible par déplacement de l'image, visible derrière la grille et donne f : d'où possibilité d'avoir expérimentalement la position du plan principal image.

D'autre part, nous avons remarqué un phénomène curieux : la grille bien que située dans un espace dénué de champ, et portée au potentiel de l'anode;

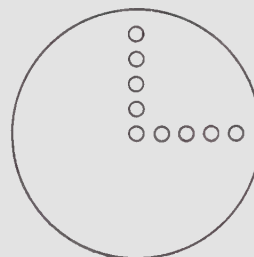


Fig. 19.

donc du faisceau électronique lui-même, joue un rôle de lentille faible divergente. Les faisceaux traversant chaque trou sont dilatés, et cela d'autant plus qu'ils sont plus intenses; les pinceaux fins issus de points très émissifs peuvent donner une image située dans l'ombre géométrique des fils de la grille. Par suite, dans les régions à forte émission, la surface des trous semble beaucoup plus forte qu'elle n'est en réalité (fig. 20); l'ombre des fils peut même disparaître. Cette action de lentille peut être expliquée par la présence en avant de la grille, dans toute la surface correspondante à l'ombre des fils, d'une forte charge d'espace due à l'émission secondaire de la grille, et aux électrons réfléchis. Nous avons

peut-être l'explication d'un fait signalé par P. Grivet : les images obtenues en microscopie à transmission ont un caractère différent suivant que le porte-objet est une capsule à trou unique ou une grille fine.

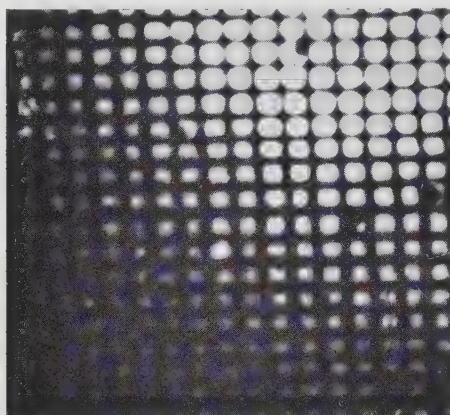


Fig. 20.

7. Zone de fonctionnement donnant une image nette de grande étendue.

7.1. ABERRATIONS AGISSANT EN DEHORS DE L'AXE. — Nous avons vu que l'aberration limitant le pouvoir séparateur sur l'axe était une aberration complexe chromatique et d'ouverture, et que l'aberration sphérique globale de l'objectif ne jouait qu'un rôle négligeable. En dehors de l'axe, au contraire, viennent se superposer deux aberrations qui sont très vite prépondérantes : la courbure de champ et avec une importance moindre, l'astigmatisme.

Courbure de champ. — Sur toutes les images, l'œil (associé ou non à une lunette de fort grandissement), distingue une zone centrale nette de diamètre d et une zone extérieure de plus en plus floue vers les bords. Cet aspect est dû à la courbure de la surface image, confondue au centre seulement avec le plan image des rayons paraxiaux. Lorsqu'on fait varier la mise au point en augmentant a , de quelques centièmes de millimètre ou en augmentant σ (algébriquement) de quelques volts, à partir

de la mise au point la meilleure, le centre devient flou, et la zone la plus nette se déplace vers les bords.

La variation Δa ou $\Delta \sigma$ tendant à accroître la distance focale du système, la surface image présente sa concavité vers la cathode (fig. 22) et s'éloigne d'elle. Le plan de l'écran la recoupe suivant un anneau de diamètre moyen D_m .

On peut apprécier l'importance de la courbure de champ en traçant la courbe $D_m = f(a)$ pour une

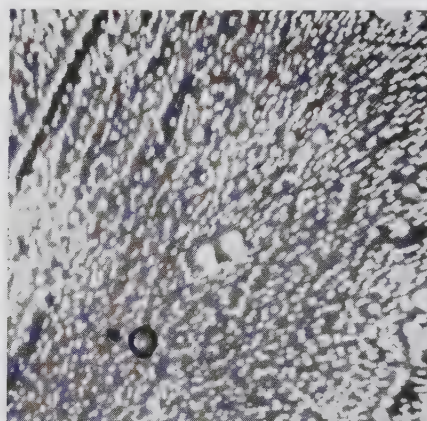


Fig. 21.

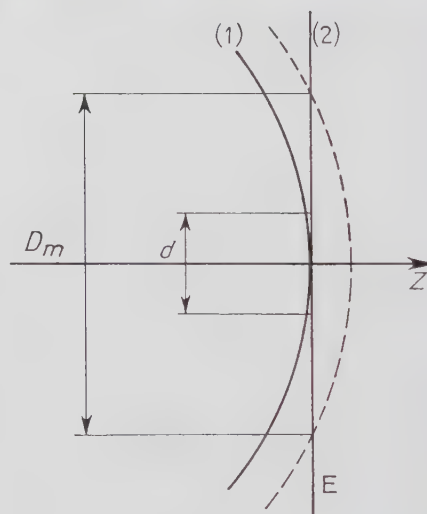


Fig. 22.

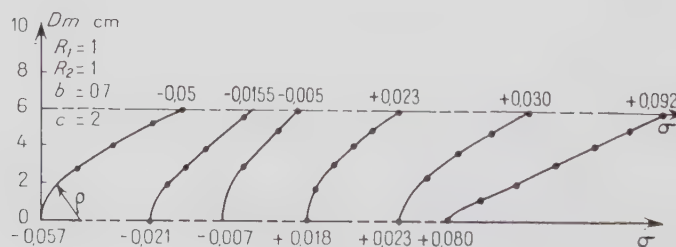


Fig. 23.

valeur fixe de σ , ou plus simplement $D_m = f(\sigma)$ pour une valeur fixe de a . La courbe représentative sera d'autant plus incurvée que la courbure de champ est plus forte : le rayon de courbure ρ au voisinage de l'axe pourra servir à caractériser le défaut étudié.

La figure 23 représente dans un cas particulier divers aspects de la surface image (en coordonnées D_m, σ) lorsqu'on décrit la courbe de mise au point de l'objectif. La courbure est minimum au voisinage de $\sigma = 0$, croît lentement pour les valeurs négatives de σ , et devient infinie pour les fortes valeurs positives. Cette évolution est générale pour toutes les géométries.

Astigmatisme. — L'astigmatisme peut avoir trois origines : un décentrage des électrodes, un défaut de parallélisme entre K et W ou des irrégularités de la surface de la cathode. L'astigmatisme d'ellipticité important en microscopie par transmission ne peut avoir — vu l'ordre de grandeur du pouvoir séparateur limite — qu'une importance négligeable si l'objectif est construit avec le même soin que les lentilles du microscope à transmission. Or il est relativement facile d'obtenir des trous dont l'ellipticité est de l'ordre de $2 \cdot 10^{-3}$, ce qui pour $R_1 = 1$ mm donne un terme d'aberration de l'ordre de quelques millimicrons [14], l'ouverture du faisceau pénétrant dans le Wehnelt étant de quelques centièmes.

L'astigmatisme ordinaire existe également ici, mais n'intervient pas, pour la même raison.

Le décentrage des électrodes ou un défaut de parallélisme entre K et W , perturbe la symétrie de révolution du faisceau, et crée sur l'image, un astigmatisme dirigé : les points images sont, en dehors de l'axe, des ellipses dont les grands axes sont tous orientés dans la même direction.

Si l'image comporte de larges plages de luminosité différente, cet astigmatisme se traduit quelquefois par la présence de franges noires ou blanches sur certains bords privilégiés ayant la même orientation (fig. 24) comme en microscopie par transmission.

Cet astigmatisme ne dépendant que de conditions mécaniques défavorables est facilement évitable.

Dans le cas d'une cathode comportant des grains émissifs séparés, constituant des reliefs sur un support plan (exemple : grains de carbonates alcalino-terreux déposés sur une surface planée et polie de fer ou de nickel), un léger astigmatisme est facilement visible sur les bords de l'image : en faisant varier légèrement la polarisation σ , on peut obtenir dans le plan de l'écran successivement les deux focales des pinceaux élémentaires. Par suite de la courbure

de champ, les surfaces focales sagittale et tangentielle sont concaves vers K et l'expérience montre facilement qu'elles ont la disposition de la figure 25 a.

Dans le plan de mise au point, on aura toujours l'aspect de la figure 25 b, tout au moins loin de l'axe.



Fig. 24.

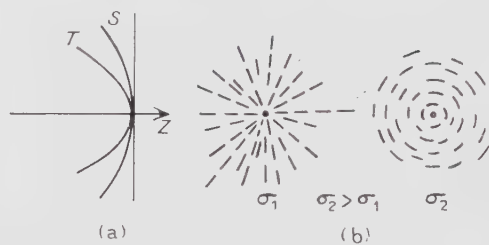


Fig. 25.

7.2. FACTEUR DE QUALITÉ DE L'IMAGE. — Le diamètre de la zone nette au centre de l'image dépend de trois facteurs : la courbure de champ, le pouvoir séparateur qu'on désire avoir sur les bords et la distance objectif écran.

Nous avons mesuré sur photographies pour diverses géométries, le diamètre d de la zone centrale nette correspondant à un pouvoir séparateur image d'environ 10^{-1} mm sur les bords (soit un pouvoir de résolution réel supérieur ou égal à 1μ dans le cas de nos objectifs).

Sachant que ce pouvoir séparateur est limité par la courbure de champ, et que les taches d'aberrations qui en résultent ont un diamètre qui varie comme le carré de la distance à l'axe, nous pouvons tirer, à partir de d , le diamètre d' de la zone dans laquelle on a un pouvoir séparateur voisin du pouvoir séparateur limite

$$d'_{nm} = d \sqrt{\frac{\delta}{10^{-1}}} = d \sqrt{10 \delta} \quad (\delta \text{ en mm}).$$

Pour avoir un nombre caractéristique de la qualité de l'objectif, nous définissons un facteur de qualité Q tel que $Q = \frac{d}{L}$, L étant la distance objectif-image.

Nous avons reporté sur la figure 26 la variation de Q avec la polarisation σ pour trois objectifs différents. Nous voyons qu'au voisinage de $\sigma = 0$, tous les objectifs sont sensiblement équivalents et que la valeur maximum de Q (pour un pouvoir séparateur image de 0,1 mm) est de l'ordre de 0,075.

Le facteur de qualité — comme l'a déjà remarqué Johansson [7] — décroît légèrement lorsque R_2

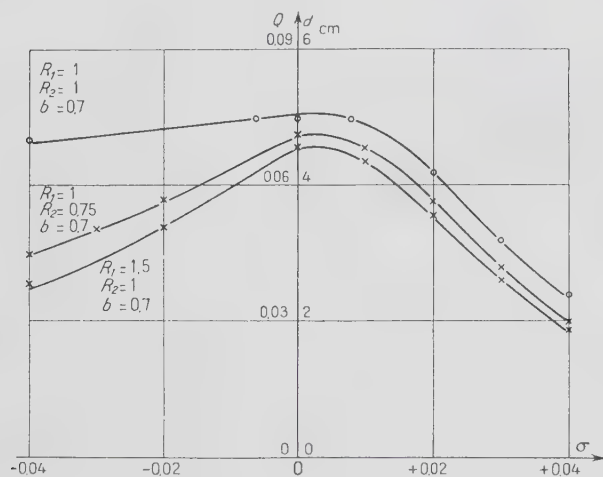


Fig. 26.

décroît. D'autre part, l'accroissement de R_1 qui diminue l'ouverture du Wehnelt augmente la courbure de champ et, par suite, rend Q plus faible.

Pour un pouvoir séparateur image de $2 \cdot 10^{-2}$ mm sur les bords, le facteur de qualité maximum serait encore : $Q' = 0,035$.

On voit donc qu'un objectif à électrodes planes bien choisi fournira dans nos conditions d'utilisation ($\sigma \simeq 0$, $L = 660$ mm) une image, dans laquelle la zone où le pouvoir séparateur est égal à celui du microscope optique ordinaire aura un diamètre de 2 à 3 cm.

Pour des trous du Wehnelt très petits, Q ne croît pas indéfiniment, car d'autres défauts apparaissent rapidement : l'astigmatisme d'ellipticité reprend de l'importance; les moindres pollutions isolantes déposées sur les bords introduisent des déformations sur l'image par répulsion des pinceaux élémentaires. Le rayon R_1 pourra difficilement être inférieur à 0,5 mm.

8. Objectif à électrodes planes ayant les qualités optima.

La définition d'un objectif « optimum » fait intervenir plusieurs données d'ordre optique et pratique.

Au point de vue propriétés optiques, nous lui imposerons deux qualités essentielles :

— Pouvoir séparateur théorique le plus grand possible (avoir E_0 le plus grand possible);

— Image nette la plus grande possible : d'où obligatoirement un fonctionnement au voisinage de $\sigma = 0$.

Les problèmes pratiques de fonctionnement vont nécessiter :

— une bonne tenue en tension : d'où limitation de la distance c à 2 mm comme nous l'avons indiqué, et impossibilité aux fortes tensions de prendre b trop faible pour éviter les angles vifs sur les bords du trou ($b = 0,2$ à $0,3$ mm);

— une distance a pas trop faible pour éviter un échauffement considérable de W (d'où oxydation rapide) et faciliter la construction du porte-échantillon. (Un échantillon normal sera toujours en retrait de quelques dixièmes de millimètre du plan inférieur du porte-objet). On est donc amené à prendre $0,2 < a < 0,5$ mm comme minimum possible.

La recherche de E_0 maximum conduirait à prendre un objectif de dimensions minima, puisque la décroissance de c , R_1 , R_2 et b , est favorable à l'augmentation de E_0 . Mais le choix d'un facteur de qualité suffisamment grand va nous fixer la limite inférieure de ces paramètres :

— Si l'objectif est destiné à être utilisé seul, un facteur de qualité Q de 0,065 à 0,075 doit être recherché (diamètre net d de 4 à 5 cm). Dans ces conditions on prendra :

$$0,75 < R_1, \quad R_2 < 0,5 \text{ mm} \\ 0,4 > b > 0,3 \text{ mm} \quad \text{et} \quad c = 2 \text{ mm};$$

l'objectif fonctionnera avec $\sigma \simeq 0$ et a de l'ordre de 0,2 à 0,5 mm. Le champ E_0 est alors de l'ordre de 0,7.

— Si l'objectif est suivi d'une lentille de projection de grandissement 10 à 20, le facteur de qualité peut être beaucoup plus faible (0,03, par exemple) puisque seule une région très petite de l'image fournie par l'objectif est agrandie. On peut alors

prendre des valeurs plus faibles des paramètres mécaniques. Mais pour avoir

$$\sigma = 0, \quad 0,2 < a < 0,5 \quad \text{et} \quad 0,2 < b < 0,3,$$

il est nécessaire de prendre $R_1 \simeq 0,5$ mm. On peut utiliser une anode A à très petit trou $R_2 \simeq 0,25$ mm par exemple. Dans cet objectif, le champ E_0 est plus élevé que dans les objectifs étudiés précédemment. Pour l'objectif limite :

$$R_1 = 0,5, \quad b = 0,2, \quad c = 2, \quad R_2 = 0,25 \text{ mm},$$

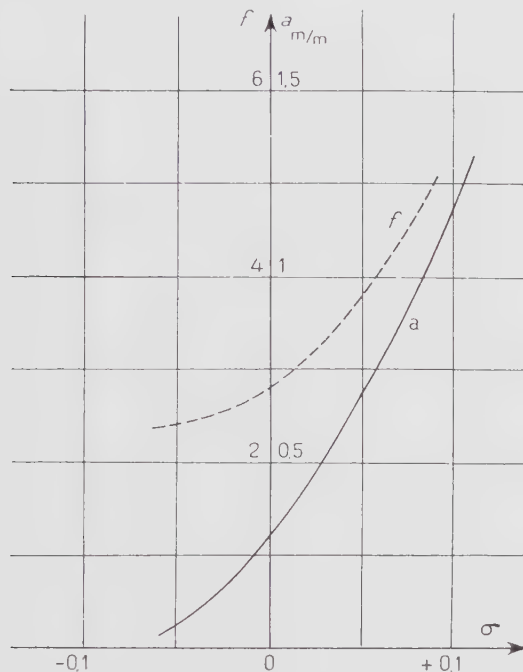


Fig. 27.

que nous avons expérimenté en dernier lieu, la courbe de mise au point et la courbe donnant f sont représentées figure 27 au voisinage de $\sigma = 0$. Le champ E_0 est alors, pour $\sigma = 0$, de

$$E_0 = 0,92.$$

Nous voyons qu'en aucun cas le champ E_0 d'un objectif à électrodes planes effectivement utilisable, où $c = 2$ mm, ne pourra dépasser la valeur

$$E_0 = 1 \text{ V/cm} \quad (\text{si } V = 1 \text{ V}).$$

On admet, en général, que le pouvoir de résolution théorique δ est égal au diamètre du cercle de moindre diffusion du pinceau élémentaire, soit [11] :

$$\delta = 1,2 \frac{\Phi_0}{E_0},$$

sa limite sera donc pour ce type d'objectif, en prenant $\Phi_0 = 0,1 \text{ V}$ et $V = 30 \text{ kV/cm}$

$$\delta = 40 \text{ m}\mu,$$

Mais un calcul de Recknagel [10] donne de façon approchée la répartition des électrons dans différentes sections du faisceau au voisinage du plan image de Gauss, et montre qu'il existe un plan privilégié de mise au point (sans doute le plan renfermant le point de rebroussement de la surface caustique élémentaire) où la majorité des électrons se trouvent rassemblés au centre de la tache d'aberration. La limite de résolution serait alors très inférieure au diamètre de cette tache et, en tenant compte grossièrement du spectre de vitesse des électrons à l'origine, on pourrait prendre, pour des champs E_0 de l'ordre de quelques dizaines de kilovolts :

$$\delta \neq 0,3 \frac{\Phi_0}{E_0}, \quad \text{soit ici } \delta = 10 \text{ m}\mu.$$

9. Pouvoir séparateur pratique obtenu.

Les essais systématiques entrepris pour mesurer le pouvoir séparateur de notre microscope le furent bien avant notre étude expérimentale de l'objectif à immersion. Ces essais ont nécessité un travail très long pour améliorer progressivement les qualités de l'image fournie par le microscope et éliminer au mieux les diverses causes accidentelles d'aberration, qui fixent le pouvoir séparateur pratique de l'appareil :

— Présence de champs magnétiques alternatifs parasites, nuisibles surtout dans la zone où les électrons sont lents;

— Filtrage insuffisant de la haute tension employée;

— Vibrations mécaniques du porte-objet. Celui-ci est particulièrement sensible aux vibrations dans notre microscope par suite du principe même de sa fixation à l'extrémité d'une longue tige (fig. 3), genre de fixation adopté pour des raisons de commodité d'utilisation de l'appareil.

Ils ont été menés avec l'objectif équipant alors le microscope [15] et de cotes

$$R_1 = R_2 = 1 \text{ mm}, \quad b = 0,7, \quad c = 2.$$

La tension de fonctionnement était de 20 kV au maximum; le pouvoir séparateur théorique de cet

objectif est de l'ordre de $100 \text{ m}\mu$ pour $T = 1160^\circ\text{K}$ si l'on utilise la formule

$$\delta = 1,2 \frac{\overline{\Phi}_0}{E_0}.$$

Nous avons pu, sur nos meilleurs photographies mesurer un *pouvoir séparateur pratique*

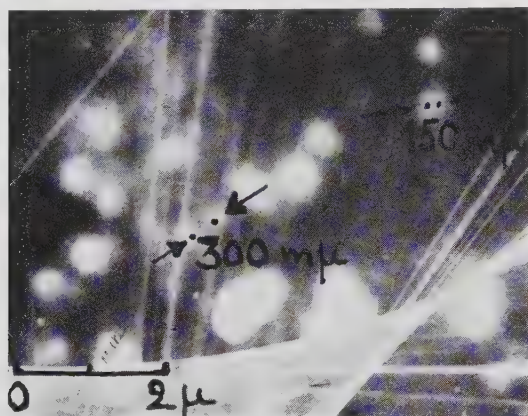


Fig. 28.

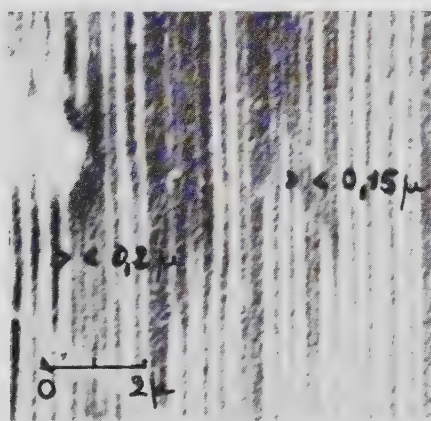


Fig. 29.

$\delta_{\text{prat}} = 150 \text{ m}\mu$ ⁽²⁾. L'un des échantillons était du nickel parsemé de grains émissifs de carbonates alcalino-terreux (Ba + Sr) (fig. 28), l'autre du platine très impur activé en surface par une impureté inconnue, et dont l'un des cristallites présentait

⁽²⁾ Nous avons tout dernièrement repris nos essais à la lumière des résultats précédents, avec l'objectif de cotes

$$R_1 = 0,5 \quad R_2 = 0,25, \quad b = 0,2, \quad c = 2 \text{ mm},$$

et une haute tension de 25 kV. Nous avons obtenu sur plusieurs photographies un pouvoir séparateur de $100 \text{ m}\mu$, en utilisant une lentille de projection faible qui amenait le grandissement final à $G = 2500$.

de bandes de glissement particulièrement fines (fig. 29). Cette valeur n'est pas très éloignée de la valeur théorique.

Les lignes très fines visibles sur la figure 28 sont des traces de rayons transgaussiens pour la lentille de projection et contribuant à la formation de la caustique de cette lentille.

10. Examen critique des travaux antérieurs.

10.1. TRAVAUX DE JOHANNSON (1933). — Le premier objectif à immersion électrostatique fut utilisé par Brüche et Johansson [1] pour l'étude des cathodes à oxydes. Johansson [7] entreprit après coup l'étude expérimentale de l'objectif lui-même. Il n'a publié que les résultats relatifs à une seule géométrie d'électrodes ($R_1 = 0,6$, $R_2 = 0,5$, $b = 0,1$, $c = 0,95 \text{ mm}$, a variable) : courbe de mise au point, distance focale, aberrations. Une courbe reproduisant les variations de E_0 en fonction de a , relative à ce même objectif est donnée par Brüche [16]; d'après cet auteur, E_0 croîtrait de façon continue et prendrait de très fortes valeurs lorsque la distance a tend vers zéro. Pour $a = 0,2 \text{ mm}$, par exemple, on aurait, avec la convention :

$$V = 1 \text{ V}, \quad E_0 = 1 \text{ V/cm}.$$

Ces valeurs et cette forme de variation sont en désaccord avec nos résultats qui, rappelons-le, montrent que pour une géométrie donnée des électrodes, E_0 reste constant pour les faibles valeurs de a lorsqu'on décrit la courbe de mise au point, et ne peut dépasser la valeur limite de 1 V/cm (si $c = 2 \text{ mm}$ et $V = 1 \text{ V}$).

Pour tenter de lever cette contradiction, nous avons construit un objectif semblable à celui de Johansson, à une échelle telle que $c = 2 \text{ mm}$, puis nous l'avons essayé comme tous nos autres objectifs. Nous sommes arrivés aux résultats suivants :

— Notre courbe de mise au point, compte tenu du changement d'échelle, est différente de celle de Johansson : à polarisation égale, nos valeurs de a sont toujours plus grandes (fig. 30, courbe II);

— Le champ E_0 varie comme dans tous les autres objectifs et sa valeur maximum est de $0,6 \text{ V/cm}$ (ou $1,2 \text{ V/cm}$ si l'on revient aux cotes de l'objectif réel : fig. 31, courbe II).

Il semble que la courbe donnée par Brüche soit relative à l'objectif non polarisé : si $\sigma = 0$, on conçoit que le champ sur la cathode croisse très vite lorsque a tend vers zéro. D'autre part, on peut

expliquer la non-coïncidence des courbes de mise au point de la façon suivante : les cotes de l'objectif de Johansson n'étaient pas exactement les cotes publiées, ou bien la courbe publiée n'est pas celle de l'objectif décrit, mais d'un objectif déjà modifié (nous avons vu qu'une légère variation de b ou de R_1 provoquait un glissement important de la courbe de mise au point le long de l'axe des a). On

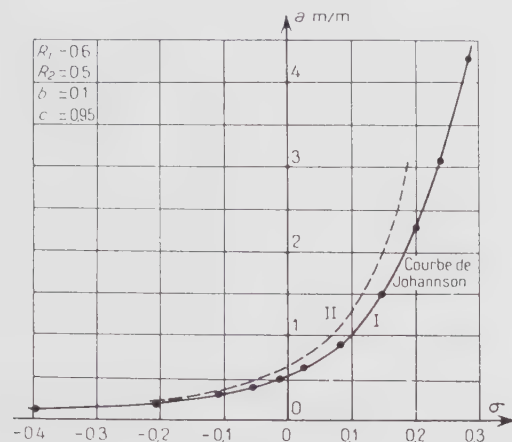


Fig. 30.

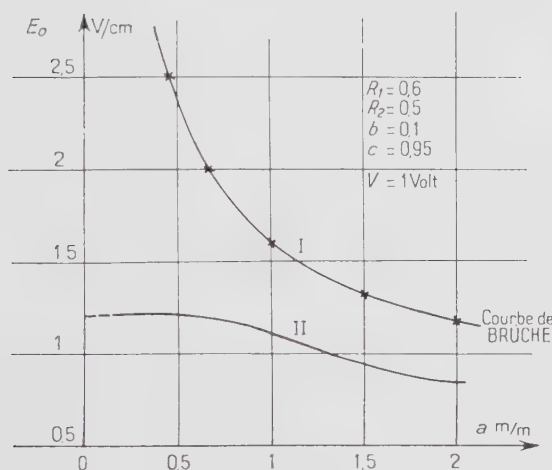


Fig. 31.

peut également accuser une erreur systématique dans la mesure de σ ou de a .

10.2. LES « HYPER-MICROSCOPES » A ÉMISSION (1942-1944). — Les efforts entrepris ensuite par les microscopistes allemands pour amener le pouvoir séparateur des microscopes à émission au-dessous de la limite de résolution des meilleurs microscopes optiques (200 μ), ne donnèrent lieu à aucune publication concernant l'objectif à immersion lui-même. Ces objectifs sont tous à électrodes « épaisses »

pour des raisons de tenue en tension et bénéficient de soins semblables à ceux qui entourent la construction des lentilles de microscope à transmission : ils n'ont donc plus rien de commun avec l'objectif rudimentaire de Johansson.

Pourtant tous les expérimentateurs semblent avoir utilisé, pour estimer la valeur de E_0 dans leur objectif, les valeurs données par Brüche. Tous surestiment la valeur du champ, ou la confondent même avec celle du champ régnant entre W et A et qui peut atteindre 150 kV/cm.

D'après Boersch [4] le champ dans un objectif où $R_1 = 0,65$, $R_2 = 0,7$, $c = 2$, $b = 0,2$ à $0,3$ mm, serait de 30 kV/cm pour $V = 30$ kV; Mecklenburg [17] estime à 40 kV/cm la valeur de E_0 dans son objectif ($R_1 = 1$, $R_2 = 1,2$, $c = 2$, $b = 0,7$ mm, $V = 20$ kV). Notre étude fournit, par contre, comme valeur maximum de E_0 dans ces deux objectifs : 24 et 12 kV/cm respectivement (soit $E_0 = 0,8$ et $0,6$ si l'on pose $V = 1$ V). Nous avons trouvé, de même, pour les objectifs de Mahl [3] et de Kinder [6] : $E_0 = 0,55$ et $0,5$, la distance c étant ici supérieure à 2 mm.

Nous donnons dans le tableau VII les valeurs de V , de E_0 et du pouvoir séparateur théorique calculé avec $K = 1,2$. La dernière ligne fournit les valeurs du pouvoir séparateur pratique effectivement obtenu par les différents expérimentateurs.

TABLEAU VII.

	Boersch.	Mecklenburg.	Mahl.	Kinder.
V (en kV)	30	20 ou 30	50	50
E_0 (kV/cm)	24	12 ou 18	27,5	25
$\delta_{théor}$ (en μ)	50	100 ou 66	40	50
δ_{prat} (en μ)	70	140	200	90

Mais dans un second article daté de 1942, Mecklenburg [17] pense avoir, avec le même objectif et $V = 30$ kV, obtenu $\delta_{prat} = 30 \mu$. Ceci confirmerait les résultats du calcul de Recknagel [10] et montrerait qu'il faut encore diviser par 3 ou 4 le facteur $K = 1,2$ de la formule donnant δ , formule qui semblait pourtant admise par tous (Mecklenburg lui-même utilisait cette formule, mais y portait $E_0 = 40$ kV/cm afin de justifier la valeur du pouvoir séparateur qu'il avait obtenue.)

CHAPITRE II.

QUELQUES NOUVEAUX OBJECTIFS.

Nous venons de voir que dans l'objectif classique à électrodes planes le champ E_0 , exprimé en volts

par centimètre, ne pourrait jamais dépasser, dans les conditions de mise au point, la valeur

$$E_0 = 1 \text{ V/cm}$$

si l'on pose $V = 1 \text{ V}$.

Pour accroître le pouvoir séparateur microscope à émission, deux solutions sont alors à envisager :

— Utiliser un objectif classique et essayer de faire coïncider le pouvoir séparateur pratique et le pouvoir séparateur théorique. Cette solution nécessite de longs efforts pour éliminer toutes les causes résiduelles d'aberrations ;

— Ou bien abaisser le pouvoir séparateur théorique en révisant la conception de l'objectif lui-même, afin d'avoir, pour une même tension de fonctionnement V , un champ E_0 beaucoup plus fort.

Adoptant la deuxième solution, nous avons envisagé successivement deux types nouveaux d'objectifs, l'un à électrodes planes, l'autre à électrodes sphériques.

A. — OBJECTIF A ÉLECTRODES PLANES [18].

1. Étude de l'objectif simple : « cathode + lentille unipotentielle ».

1.1. PRINCIPE DU NOUVEL OBJECTIF. — Nous avons recherché une géométrie dans laquelle E_0 serait fixé une fois pour toutes, et telle que les fonctions accélératrice et focalisatrice soient entièrement séparées.

L'objectif le plus simple répondant à ces préoccupations (fig. 32) se compose d'une cathode plane K placée en avant d'une lentille unipotentielle. Les électrodes K, D₁, D₂, D₃ sont portées aux potentiels respectifs 0, V, v , V. La cathode et le premier diaphragme D₁ forment la partie accélératrice du système. Pour simplifier, le trou de D₁ est assez petit, afin de maintenir en avant de D₁ un champ E_0 sensiblement constant, et l'on a : $E_0 \approx \frac{V}{a}$. Si $2R_1 = a$, l'étude de la répartition du potentiel $\Phi(z)$ montre qu'on a encore $E_0 \approx 0,9 \frac{V}{a}$. On sait qu'un tel système accélérateur, de longueur a , donne d'une cathode AB une image virtuelle A'B' droite, de grandissement 1, située en un plan d'abscisse ($-a$).

La lentille unipotentielle a pour but de focaliser dans le plan d'observation les pinces divergents provenant de cette première image A'B' qui joue

pour L le rôle d'objet virtuel (fig. 32). L'écran fluorescent étant situé à une distance D très grande par rapport aux dimensions de la lentille, cette focalisation aura lieu lorsque le foyer-objet de L aura été amené dans le plan A'B', c'est-à-dire pour $f_L = d + 2a$, en appelant d , la « demi-épaisseur »

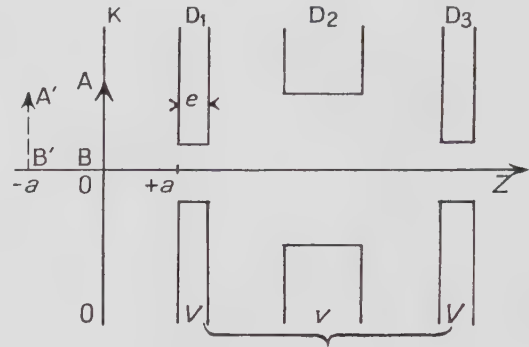


Fig. 32.

de L. On agira pour cela sur la tension v de son électrode centrale ; mais quelle que soit la valeur de v , la valeur de E_0 restera inchangée par suite de l'effet d'écran électrostatique de D₁. La lentille ayant ses foyers très loin en dehors de ses électrodes extérieures, sera obligatoirement une lentille faible.

1.2. RÉALISATION EXPÉRIMENTALE. — Nous avons utilisé une lentille faible L de distance focale $f = 9 \text{ mm}$ pour $v = 0$, cette valeur de f représentant

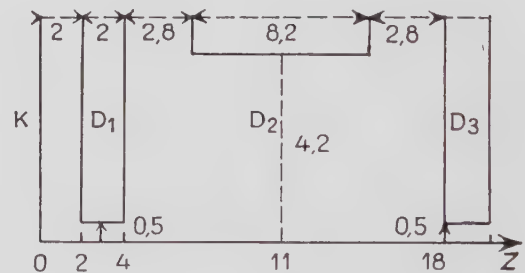


Fig. 33.

la distance focale minimum de la lentille. L'objectif complet est représenté sur la figure 33 pour $a = 2 \text{ mm}$. On voit immédiatement qu'il faut accroître f_L pour obtenir la focalisation, en polarisant positivement D₁.

Nous avons effectivement obtenu des images pour les valeurs suivantes de a et de v .

	r .	c .	$\sigma = \frac{c}{r}$.
$a = 2 \dots \dots \dots$	6 000	750	0,125
	8 000	1 000	0,125
	10 000	1 200	0,12
$a = 1 \dots \dots \dots$	6 000	600	0,1
	8 000	800	0,1
	10 000	1 000	0,1

La mise au point pour une géométrie donnée a lieu pour des valeurs de σ constantes, comme dans tout système électrostatique. Le grandissement mesuré au centre de l'image pour $a = 2$ mm est de 50 à $D = 660$ mm, ce qui correspond à une distance focale de 13 mm environ en bon accord avec l'hypothèse selon laquelle :

$$f_1 = d + \sigma a.$$

Pour $a = 1$ mm, on a de même $f_1 = 11$ mm.

1.3. ABERRATIONS. — Les images ne sont nettes que dans une région centrale extrêmement limitée. Dès qu'on s'écarte un peu de l'axe, il est impossible d'obtenir une image nette en agissant sur v . Chaque point émissif de K a pour « pseudo-image » une aigrette complexe ayant sa pointe dirigée vers le centre lorsque celui-ci est dans les conditions optima. La figure 34 montre un aspect caractéristique des images obtenues avec ce système; il s'agit de grains émissifs de CO_3Sr sur un fond de nickel.

Nous avons ici un exemple d'aberrations peu courantes en microscopie électronique où l'on n'utilise que des faisceaux dits « gaussiens » : aberrations d'ouverture et de champ superposées (courbure de champ + coma).

Ce phénomène s'explique facilement si l'on analyse la marche d'un pinceau de rayons dans le système étudié, l'ensemble KD_1 va jouer le rôle d'une lentille L_1 faible dont on pourrait grossièrement calculer la distance focale par la formule

$$f = \frac{E_2 - E_1}{\frac{1}{r}},$$

E_2 et E_1 étant les champs électrostatiques à droite et à gauche de D_1 . On a ici $E_2 < E_1$. L_1 est donc divergente.

Un rayon issu d'un point A de K, d'abord parallèle à l'axe dans la zone de champ uniforme, va s'en éloigner au passage à travers le trou de D_1 . Ce rayon diverge encore dans la première partie de L puis s'engage assez loin de l'axe, dans une zone où règne un fort gradient de champ radial. De plus, la lentille L étant faible, on aura sur l'image des points situés relativement loin de l'axe.

Les conditions de l'optique de Gauss ne sont donc plus remplies, et il faudrait, pour intégrer l'équation

des trajectoires, tenir compte des termes correctifs, qui sont précisément les termes introduits pour le calcul des aberrations.

Les pinceaux issus de points situés loin de l'axe convergeront beaucoup plus vite. Les rayons extérieurs de ces pinceaux seront plus déviés que les rayons proches de l'axe. De même, des rayons non issus dans un plan méridien n'obéiront plus aux lois simples de l'optique de Gauss et iront contribuer à la formation des aigrettes complexes. Pour les points très extérieurs, une partie du pinceau électronique peut même devenir transgaussienne et effectuer une oscillation : chaque point source

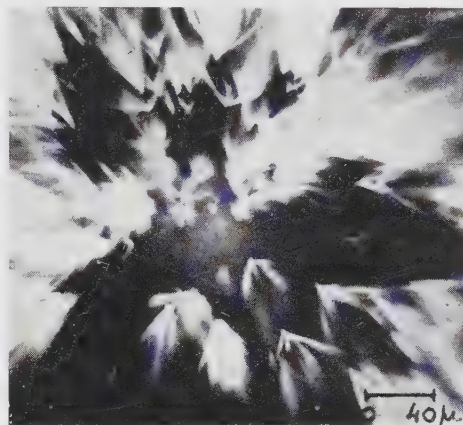


Fig. 34.

donne alors naissance à deux taches images qui se déplacent en sens inverse lorsqu'on déplace l'objet.

En résumé, ce système simple se révèle incapable de fournir une image correcte d'une surface plane émissive.

1.4. AMÉLIORATION POSSIBLE DES PROPRIÉTÉS OPTIQUES DU SYSTÈME. — Toutes les aberrations sont dues à l'absence de diaphragme d'ouverture : le faisceau pénétrant dans L est trop ouvert. Mais il est impossible de placer un diaphragme semblable à ceux utilisés couramment dans les lentilles : toute électrode supplémentaire placée entre K et L et chargée d'arrêter une partie du faisceau jouerait le rôle de lentille.

La remarque suivante nous a guidé dans l'amélioration du système : les images sont meilleures lorsque la distance a augmente. Or, si l'on analyse le système $(\text{L}_1 + \text{L})$ on peut le schématiser comme un doublet formé d'une lentille divergente L_1 et d'une lentille convergente L. Lorsque a augmente, la distance focale de la lentille divergente croît également : d'où divergence moindre des faisceaux

et léger rapprochement avec les conditions de l'optique gaussienne. Mais, quelle que soit la distance a , les rayons iront toujours en s'éloignant de l'axe

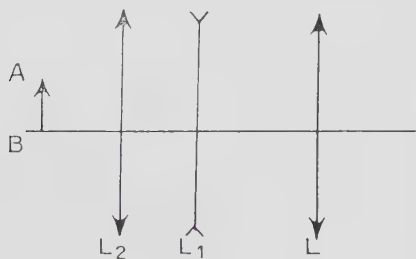


Fig. 35.

jusque dans la région médiane de L . Il faudrait obliger les rayons à pénétrer dans cette région au voisinage de l'axe et sous une ouverture faible ou nulle. D'où la nécessité, si l'on reprend le schéma simple envisagé, d'y ajouter une lentille L_2 de convergence faible, située avant L_1 . Le nouveau schéma de l'objectif recherché sera alors le suivant (fig. 35).

2. Réalisation améliorée de l'objectif.

2.1. La zone KD_1 ne peut avoir de convergence légère que si $\Phi(z)$ ne croît plus linéairement, mais est telle que $\Phi''(z)$ est positive comme dans le cas de la première région de l'objectif à immersion classique. Le champ E_0 devra être réduit et il faudra réaliser un compromis entre ces deux exigences : avoir des images de bonne qualité et un champ E_0 le plus grand possible.

Nous avons été ainsi amené à étudier les propriétés optiques du système nouveau représenté

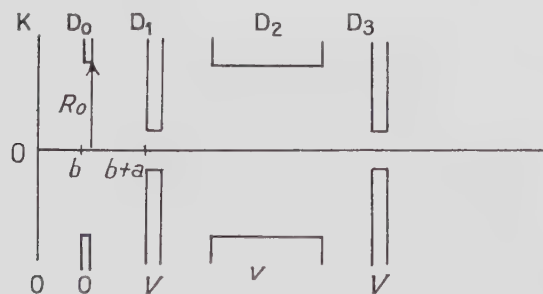


Fig. 36.

figure 36 : il est identique à l'ancien, mais un nouveau diaphragme D_0 à grand trou, porté au potentiel de K a été ajouté. Laissant R_0 fixe et $V_{D_0} = 0$, nous avons fait varier seulement la distance b jusqu'à obtention d'une bonne image sur l'écran.

Le facteur de qualité Q de l'image s'améliore très vite lorsque b croît. Il est inutile de prendre $b > b_{opt}$, valeur correspondant à Q de l'ordre de 0,05 à 0,075, sinon E_0 serait trop réduit.

Nous nous sommes finalement arrêté au système suivant :

$$R_0 = 2 \text{ mm}; \quad b = 1,5 \text{ mm}; \quad a = 2 \text{ mm}.$$

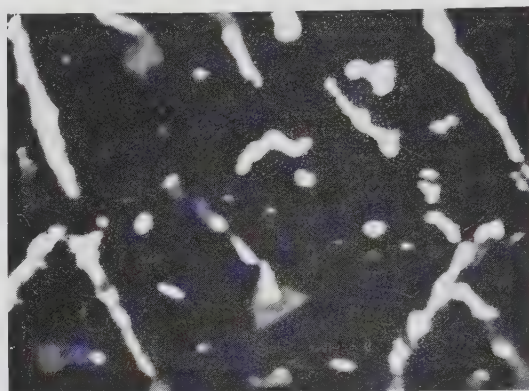


Fig. 37.

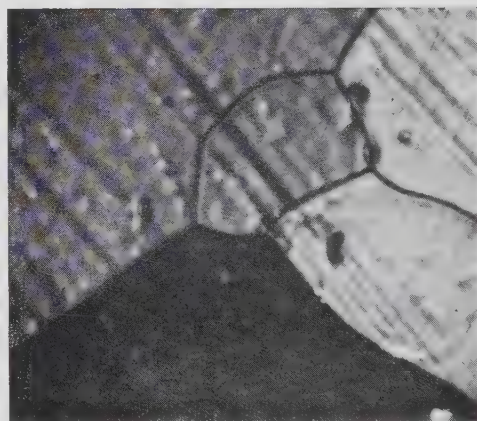


Fig. 38.

L est la lentille utilisée précédemment. Les figures 37 et 38, obtenues avec cet objectif, agrandies 2500 fois, montrent la qualité des images dans ces conditions de réglage.

2.2. CARACTÉRISTIQUES OPTIQUES DU SYSTÈME. — Distance focale. — Le grandissement donné par l'objectif seul à $D = 660 \text{ mm}$ de D_2 est de 46. La distance focale est sensiblement de :

$$f = \frac{660}{46} = 14 \text{ mm}.$$

Nous avons donc un objectif très faible : une

deuxième lentille est ici absolument nécessaire. Pour les premiers essais, nous avons utilisé la lentille de projection de $f = 16,5$ mm déjà utilisée avec l'objectif classique : le grandissement mesuré à nouveau sur les figures lorsque le projecteur a son électrode centrale réunie à K est de $G = 460$.

Marche des rayons dans l'objectif. — L'observation de l'image permet, sans calcul et sans recherche poussée de tracer immédiatement la marche d'un pinceau de rayons issu d'un point émissif A.

Remarque fondamentale. — Lorsqu'on déplace l'ensemble KD_0 , l'image obtenue sur l'écran reste immobile et seul le champ visible varie; il semble qu'on explore diverses régions de l'objet en pro-

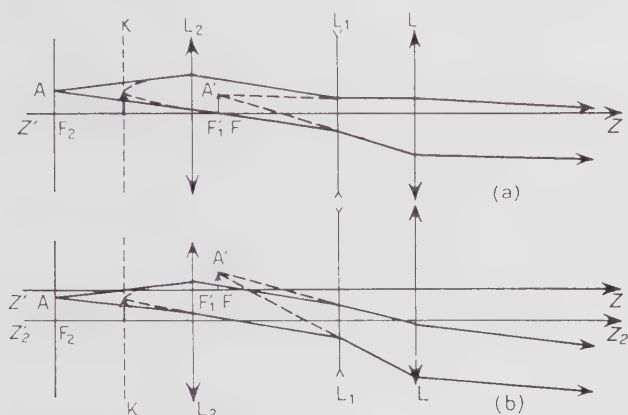


Fig. 39.

menant devant lui, ou devant l'image obtenue, un diaphragme de champ.

Le schéma simple de la figure 35 permet d'expliquer simplement ce phénomène : déplacer l'objet solidaire de D_0 revient à déplacer devant un système centré ($L_1 + L$) le système (objet + L_2) en laissant les axes optiques parallèles.

Si les distances focales sont choisies telles que les rayons sortant de L_2 soient parallèles, l'image virtuelle formée par L_1 dans son plan focal image sera fixe. Par suite, L donnera de cet objet virtuel une image fixe sur l'écran (fig. 39).

D'autre part, si l'on considère le faisceau électronique issu d'une région AA' de la source (fig. 40) sous une ouverture u assez faible, limité aux bords de L_2 , éclairant une lentille L_1 de faible diamètre, on voit que le champ réel observé n'est pas AA' mais un cercle plus petit, de diamètre BB' . Quand on déplace la cathode, l'image de AA' reste fixe et les limites du champ BB' (fixes en réalité) vont se déplacer dans le cercle de diamètre AA' . On peut ainsi explorer l'objet mais cela présente un inconvé-

nient majeur : la plaque photographique fixe ne peut être utilisée que pour le centre de l'objet seul. Dans une lentille réelle, le rôle de L_1 est joué par le diaphragme D_1 effectivement très petit ($R_1 = 0,5$ mm) et c'est l'ombre de ce diaphragme qui va sembler se déplacer sur l'écran.

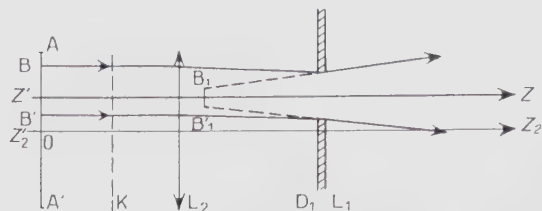


Fig. 40.

A partir de ces données et de la géométrie réelle du système, on peut facilement suivre la marche d'un pinceau élémentaire issu du point A de K. Les trajectoires, toutes divergentes à la sortie de K seront rabattues vers l'axe et rendues parallèles par l'action de L_2 . La lentille L_1 étant faiblement divergente, les trajectoires divergeant à nouveau resteront cependant au voisinage de l'axe et aborderont la région convergente de L.

Nous avons déterminé à la cuve rhéographique une carte de la répartition du potentiel dans cet objectif, puis tracé graphiquement une trajectoire initialement parallèle à l'axe : les résultats confirment ces vues simplifiées (fig. 41). La distance focale est bien de $f = 14$ mm. Le plan principal image est sensiblement dans le plan médian de D_1 .

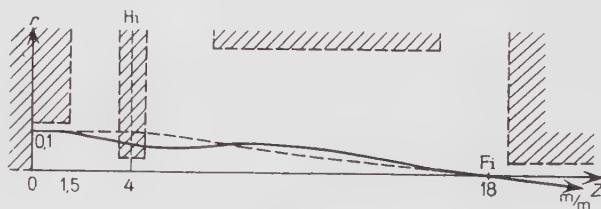


Fig. 41.

Champ E_0 et pouvoir séparateur. — Le calcul de la répartition de potentiel sur l'axe $\Phi(z)$ se fait par la méthode de superposition, comme nous le verrons au chapitre III, mais le nombre de diaphragmes à introduire pour représenter l'épaisseur des électrodes rend ce calcul assez long. Heureusement, pour le calcul de E_0 , il suffit d'utiliser le système partiel situé à gauche de D_1 , ce diaphragme à petit trou étant un écran électrostatique presque parfait. On trouve pour $a = 2$ mm, $\sigma = -0,055$:

$$E_0 = 1,43.$$

Nous avons donc multiplié le champ E_0 sur K par un facteur 2. Si l'on se contente d'un facteur de qualité plus faible, on peut accroître encore ce champ en diminuant la valeur de b . Le pouvoir séparateur théorique serait ici, pour $V = 20$ kV seulement et $T = 1160^\circ \text{K}$: $\delta_{\text{thér}} = 40 \text{ m}\mu$ (pour $V = 30$ kV, $\delta = 26 \text{ m}\mu$) si l'on utilise la formule classique avec $K = 1,2$.

Les premiers essais effectués avec une cathode obtenue en déposant quelques grains de carbonate mixte BaSr sur un support de nickel ont permis, dans un de ces grains de séparer des points distants de moins de $100 \text{ m}\mu$. Nous espérons abaisser encore

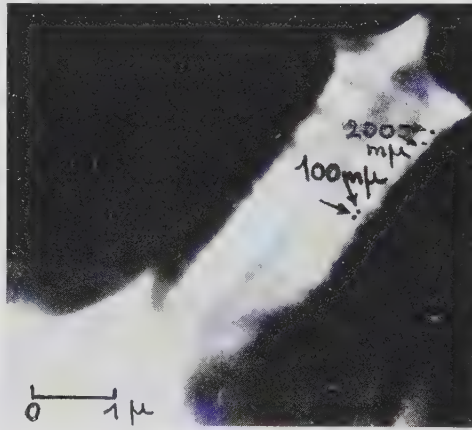


Fig. 42.

cette valeur, à condition de trouver des objets aux détails suffisamment fins (fig. 42).

2.3. RÉALISATION PRATIQUE DE CE NOUVEAU TYPE D'OBJECTIF. — Pour obtenir un objectif pratiquement utilisable, il faut d'après ce que nous avons vu, arriver à obtenir sur l'écran un déplacement effectif de l'image elle-même. Deux méthodes sont possibles :

— Faire varier les dimensions géométriques afin d'éviter la formation par L_1 d'une image virtuelle dans son plan focal image. Mais on ne pourra que diminuer E_0 et le déplacement de l'image sera proportionnel à celui de l'image virtuelle intermédiaire et non à celui de l'objet.

— Rendre solidaire D_0 et D_1 tout en lui conservant le contact électrique avec le porte-objet.

La figure 43 représente le dispositif définitif que nous avons réalisé. Le déplacement de l'objet peut s'effectuer en soulevant légèrement K; pour

l'observation, K est remis en contact avec D_0 afin d'éliminer les vibrations mécaniques parasites.

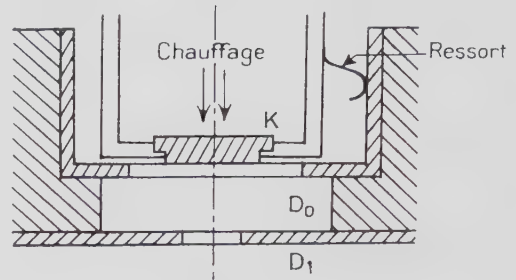


Fig. 43.

2.4. REMARQUE CONCERNANT LES SYSTÈMES MAGNÉTIQUES UTILISÉS EN MICROSCOPIE A ÉMISSION. — Le système que nous avons étudié est la transposition purement électrostatique du seul système utilisable dans un microscope à émission magnétique : champ accélérateur suivi d'un objectif magnétique. Aussi notre étude s'applique-t-elle également à ce type d'objectif. L'examen du système utilisé par Kinder [6] montre d'ailleurs que cet auteur est arrivé aux mêmes conclusions : un anneau de garde est solidaire de sa cathode. Il utilise, en outre, une très forte distance c (10 mm). Le faible champ E_0 de son dispositif (que nous avons déterminé au paragraphe 10.2 du chapitre I) est compensé par l'emploi d'une tension plus forte : 50 kV.

B. — OBJECTIF A ÉLECTRODES SPHÉRIQUES.

Dans le même but, nous avons recherché un système dans lequel la convergence des pinceaux électroniques issus de K serait due à une courbure naturelle des équipotentielles, engendrée par une

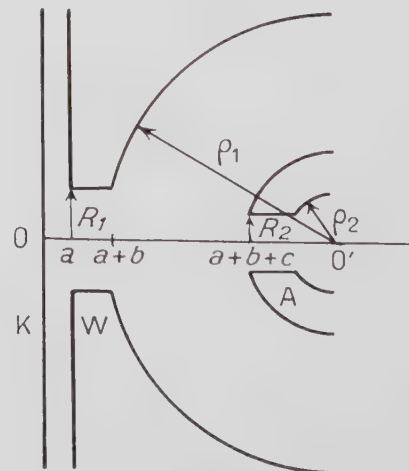


Fig. 44.

forme géométrique bien choisie des électrodes, et non par une forte polarisation appliquée au Wehnelt. Un objectif à électrodes sphériques (fig. 44) nous a semblé remplir ces conditions. Mais les répartitions de potentiel sont très différentes dans cet objectif et dans l'objectif à électrodes planes ayant les mêmes cotes R_1 , R_2 , b et c , pour une même polarisation de W . Φ varie dans un cas homographiquement, dans l'autre linéairement entre les surfaces en regard des électrodes, et le champ à la surface de W est plus faible dans le cas des électrodes sphériques; en effet, si l'on considère deux sphères concentriques de rayons r_1 et r_2 (fig. 45), le champ électrostatique régnant sur la surface interne de la plus grande est égale à :

$$E_2 = \frac{V_2 - V_1}{r_2 - r_1} \cdot \frac{r_1}{r_2}.$$

Nous ne pouvons savoir *a priori* lequel de ces deux facteurs l'emportera, et si le champ E_0 sera ou non le plus fort pour l'objectif à électrodes sphériques, dans les conditions de mise au point.

Nous avons tracé expérimentalement la courbe

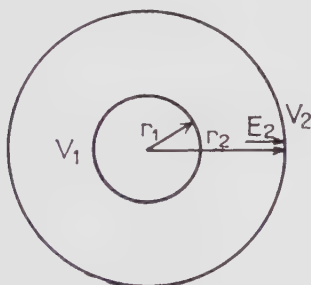


Fig. 45.

de mise au point de l'objectif ayant les caractéristiques suivantes :

$$b = 0,6, \quad R_1 = 0,75, \quad c = 2, \quad \rho_1 = 5 \text{ mm}, \quad \rho_2 = 3 \text{ mm}.$$

La figure 46 donne les courbes de mise au point de cet objectif et de l'objectif classique correspondant : les distances de fonctionnement a sont, à polarisation égale, nettement plus faibles dans le nouvel objectif (les deux courbes sont décalées d'environ $\Delta a = 0,5$ mm). L'objectif nouveau a sensiblement la même distance focale que son équivalent plan.

L'étude à la cuve rhéographique du champ E_0 fournit une courbe de variation semblable à celle de l'objectif classique, mais, résultat important :

le champ E_0 est nettement supérieur à celui de l'objectif classique (de 25 % environ).

$$E_{0(\text{obj. class.})} = 0,64,$$

$$E_{0(\text{obj. sphér.})} = 0,8.$$

Nous n'avons pas étudié l'influence des variations

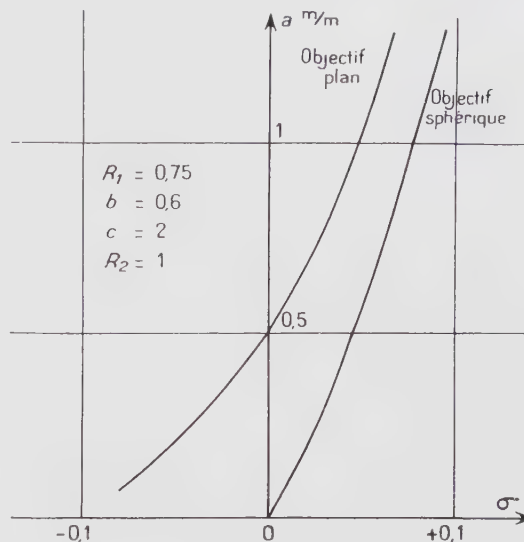


Fig. 46.

des paramètres géométriques sur E_0 . L'examen des images montre que le facteur de qualité est *maximum* pour σ voisin de 0, qu'il décroît très vite lorsque σ croît. Pour $\sigma = 0$, il est de l'ordre de 0,06. La zone optimum de fonctionnement est encore ici voisine de $\sigma = 0$. Il semble que R_1 ne puisse guère être inférieur à 0,75 mm, si l'on veut avoir une valeur acceptable de la distance a (on pourra prendre $b = 0,2$ à 0,3 mm). La courbure de champ augmente très vite lorsque R_2 décroît.

Cet objectif pourrait donc être utilisé avec succès dans un microscope à émission, bien que plus difficile à construire.

CHAPITRE III.

THÉORIE DE L'OBJECTIF CLASSIQUE A ÉLECTRODES PLANES.

A. — CALCUL DE LA RÉPARTITION DE POTENTIEL $\Phi(z)$ SUR L'AXE DE L'OBJECTIF CLASSIQUE A IMMERSION [19].

1. Introduction.

Dans tout système électrostatique admettant la symétrie de révolution autour d'un axe Oz , la

fonction $\varphi(z, r)$ donnant le potentiel en tout point $M(z, r)$ de l'espace satisfait à l'équation de Laplace :

$$(1) \quad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) = 0.$$

Si $\varphi(z, 0)$ [ou plus simplement $\Phi(z)$] représente la répartition de potentiel sur l'axe du système et $\Phi^{(n)}(z)$ la dérivée $n^{\text{ième}}$ de $\Phi(z)$, le développement de $\varphi(z, r)$ en série entière de r est de la forme

$$\varphi(r, z) = \Phi(z) - \frac{r^2}{4} \Phi^{(2)}(z) + \frac{r^4}{64} \Phi^{(4)}(z) + \dots$$

La connaissance de $\Phi(z)$ et de ses premières dérivées, suffit pour le calcul des trajectoires électroniques voisines de l'axe, c'est-à-dire pour la détermination des propriétés optiques du système dans l'approximation de Gauss.

Le calcul théorique rigoureux de $\varphi(r, z)$ s'avère extrêmement difficile, sinon impossible dans la plupart des cas. Mais, moyennant quelques hypothèses simplificatrices, il est souvent possible d'obtenir une fonction $\Phi(z)$ satisfaisant aux conditions aux limites, assez simple pour être calculable numériquement, et suffisamment approchée pour être utilisée dans la recherche des propriétés du système.

Pour calculer une telle fonction approchée $\Phi(z)$ nous avons suivi deux méthodes très différentes :

— Partant de la relation donnant la solution générale de l'équation (1) mise sous la forme :

$$(2) \quad \varphi(z, r) = \sum_{k=0}^{\infty} (A_k \sin kz + B_k \cos kz) J_0(ikr),$$

nous avons cherché à obtenir une expression calculable

$$\Phi(z) = \varphi(z, 0) \quad \text{pour } r = 0;$$

— Partant de la formule donnant la valeur du potentiel créé sur l'axe d'un diaphragme plan infiniment mince percé d'un trou circulaire de rayon R_i , par ce diaphragme porté au potentiel φ_i et placé à l'abscisse z_i

$$\varphi_i = -\frac{2}{\pi} e_i (z - z_i) \arctg \frac{z - z_i}{R_i},$$

formule dans laquelle e_i est le champ créé à droite du diaphragme loin de l'axe, nous avons remplacé cet objectif étudié par un objectif approché formé de diaphragmes minces, et exprimé que la répartition $\Phi(z)$ était une association linéaire des potentiels créés par les différents diaphragmes considérés seuls.

Nous envisagerons successivement chacune de

ces méthodes, que nous dénommerons par la suite, la première : méthode du cylindre unité, la deuxième : méthode de superposition, puis avec des exemples numériques et une étude à la cuve rhéographique des répartitions de potentiel vraies correspondantes, nous discuterons leur valeur et leur champ d'application possible.

2. Méthode du cylindre unité.

Nous avons d'abord recherché la fonction $\Phi(z)$ représentant au mieux la répartition du potentiel sur l'axe du système ci-dessous (fig. 47).

Ce système comporte une cathode plane K et deux électrodes planes parallèles à K : un Wehnelt W

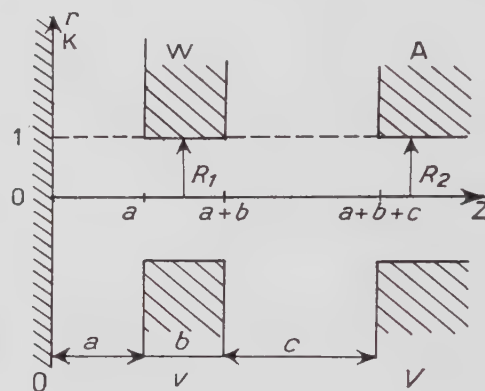


Fig. 47.

et une anode A. Les trous de W et A sont supposés égaux ($R_1 = R_2$). Le rayon R_1 est pris égal à 1, et toutes les distances seront désormais mesurées avec cette unité. L'épaisseur de W est b , non négligeable par rapport au rayon R_1 du trou. Celle de A est très grande par rapport à R_2 ; K est à une distance a de la première face de W et une distance c sépare les deux faces en regard de W et A.

L'origine des potentiels étant prise sur la cathode ($V_K = 0$) les potentiels appliqués aux électrodes seront pris arbitrairement

$$V_A = V, \quad V_W = v, \quad \text{avec } \frac{v}{V} = \tau.$$

Si l'on considère seulement la répartition de potentiel $\varphi(z, r)$ dans le demi-cylindre situé à droite de K et de rayon $R_1 = R_2$, la formule (2) peut être mise sous la forme :

$$(3) \quad \varphi(z, r) = \varphi(0, r) + \int_0^{\infty} (A_k \sin kz + B_k \cos kz) J_0(ikr) dk.$$

Comme $\varphi(z, r) = \varphi(0, r) = 0$, pour $z = 0$, on a d'où :
 $B_k = 0$, d'où

$$(4) \quad \varphi(z, r) = \int_0^z A_k \sin kz J_0(ikr) dk,$$

avec

$$(5) \quad A_k = \frac{1}{J_0(ikr)} \frac{2}{\pi} \int_0^z \varphi(z, r) \sin kz dz.$$

Il est possible de calculer les coefficients A_k si l'on connaît la répartition $\varphi(z, r)$ sur un cylindre de rayon R . Nous prendrons $R = R_1 = 1$ et utiliserons l'hypothèse simplificatrice de Bertram [20], selon laquelle le potentiel varie linéairement entre les électrodes, approximation que nous discuterons plus loin.

Par suite :

$$A_k = \frac{2}{\pi} \frac{1}{J_0(ik)} \left\{ \int_0^a \frac{V}{a} \frac{z}{a} \sin kz dz + \int_a^{a+b} V \sin kz dz \right. \\ \left. + \int_{a+b}^{a+b+c} \left[\frac{V-v}{c} z - \frac{V(a+b)-v(a+b+c)}{c} \right] \times \sin kz dz \right. \\ \left. + \int_{a+b+c}^z V \sin kz dz \right\},$$

soit finalement :

$$A_k = \frac{2}{\pi} \frac{1}{J_0(ik)} \left\{ \frac{V}{ak^2} \sin ka + \frac{1-v}{ck^2} [\sin(a+b+c)k - \sin(a+b)k] \right\}.$$

La fonction $\Phi(z)$ est alors égale à :

$$(6) \quad \Phi(z) = \varphi(0, z) \\ = \frac{2}{\pi} \left[\frac{V}{a} \int_0^z \frac{\sin ka}{k^2 I_0(k)} \sin kz dk \right. \\ \left. + \frac{V-v}{c} \int_0^z \frac{\sin k(a+b+c)}{k^2 I_0(k)} \sin kz dk \right. \\ \left. - \frac{V-v}{c} \int_0^z \frac{\sin k(a+b)}{k^2 I_0(k)} \sin kz dk \right],$$

car $J_0(ikr) = 1$ pour $r = 0$ et

$$J_0(ik) = I_0(k).$$

Si l'on fait $b = 0$ dans cette formule on retrouve la valeur de $\Phi(z)$ calculée par Duchesne [21] dans le cas d'un objectif à diaphragmes infiniment minces. Mais cette expression se simplifie [22]. En effet, l'intégrale :

$$G(z, d) = \int_0^z \frac{\sin kd}{k^2 I_0(k)} \sin kz dk,$$

est telle que :

$$G(z, d) = \frac{1}{2} \int_{z-d}^{z+d} dz \int_0^z \frac{\sin kz}{k I_0(k)} dk = \frac{1}{2} \int_{z-d}^{z+d} F(z) dz,$$

$$(7) \quad \Phi(z) = \frac{1}{\pi} \left[\frac{V}{a} \int_z^z \frac{F(z)}{a} dz \right. \\ \left. - \frac{V-v}{c} \int_{z-(a+b)}^{z+a+b} F(z) dz \right. \\ \left. + \frac{1-v}{c} \int_z^{z+a+b+c} F(z) dz \right].$$

Si l'on remplace $F(z)$ par la fonction approchée [23] à moins de 1 % près :

$$F = \frac{\pi}{2} \operatorname{th} \omega z \quad (\omega = 1,3184)$$

et si l'on prend $V = 1$, $v = \sigma$, on obtient pour $\Phi(z)$, après intégration :

$$(8) \quad \Phi(z) = \frac{\sigma}{2\omega a} \operatorname{Log} \frac{\operatorname{ch} \omega(z+a)}{\operatorname{ch} \omega(z-a)} \\ + \frac{1-\sigma}{2\omega c} \operatorname{Log} \frac{\operatorname{ch} \omega[z+(a+b+c)] \operatorname{ch} \omega[z-(a+b)]}{\operatorname{ch} \omega[z-(a+b+c)] \operatorname{ch} \omega[z+(a+b)]}.$$

Cette expression est calculable facilement à l'aide de tables numériques et donne beaucoup plus rapidement que la formule (6) nécessitant de nombreuses intégrations numériques, une répartition approchée $\Phi(z)$. Pour juger de l'approximation faite en passant de (6) à (8), nous avons calculé avec (8) la répartition sur l'axe de l'objectif à immersion utilisé par Duchesne, et obtenue grâce à (6). Les résultats sont portés sur la figure 48. On voit que la précision est encore très grande, avec un temps de calcul relativement court.

Le champ E_0 au centre de la cathode K est donné par :

$$E_0 = \Phi'(0),$$

soit :

$$(9) \quad E_0 = \frac{\pi}{a} \operatorname{th} \omega a + \frac{1-\sigma}{c} [\operatorname{th} \omega(a+b+c) - \operatorname{th} \omega(a+b)].$$

Lorsque la polarisation du Wehnelt est nulle ($\sigma = 0$), nous avons :

$$\Phi_{\sigma=0}(z) = \frac{1}{2c\omega} \operatorname{Log} \frac{\operatorname{ch} \omega[z+(a+b+c)] \operatorname{ch} \omega[z-(a+b)]}{\operatorname{ch} \omega[z-(a+b+c)] \operatorname{ch} \omega[z+(a+b)]},$$

$$\Phi'_{\sigma=0}(z) = \frac{1}{2c} \{ \operatorname{th} \omega[z+(a+b+c)] - \operatorname{th} \omega[z-(a+b+c)] \\ + \operatorname{th} \omega[z-(a+b)] - \operatorname{th} \omega[z+(a+b)] \}.$$

Si l'on calcule les termes

$$\frac{1}{2\omega a} \operatorname{Log} \frac{\operatorname{ch} \omega(z+a)}{\operatorname{ch} \omega(z-a)} = f(a)$$

et

$$\frac{1}{2a} [\operatorname{th} \omega(z+a) - \operatorname{th} \omega(z-a)] = f'(a),$$

on voit que, ayant la répartition $\Phi(z)$ pour une polarisation nulle, il est facile d'obtenir toutes les répartitions $\Phi(z)$ voulues :

$$(10) \quad \begin{cases} \Phi_{\sigma \neq 0}(z) = (1 - \sigma) \Phi_{\sigma=0}(z) + \sigma f(a), \\ \Phi'_{\sigma \neq 0}(z) = (1 - \sigma) \Phi'_{\sigma=0}(z) + \sigma f'(a). \end{cases}$$

En chaque point de l'axe, la valeur du potentiel $\Phi(z)$ est une fonction linéaire du potentiel σ appliqué au Wehnelt, conformément à la loi de superposition des potentiels électrostatiques.

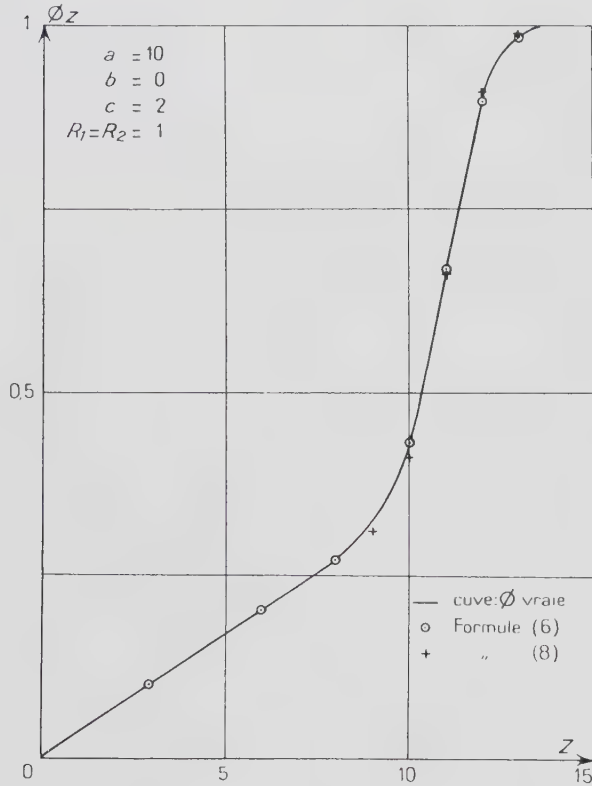


Fig. 48.

Le potentiel de cut-off σ_c pour un objectif donné, est calculable par la relation

$$(11) \quad \Phi'_{\sigma=\sigma_c} = 0.$$

D'autre part, l'examen de la formule (7) nous amène à la remarque suivante : la répartition $\Phi(z)$ est la somme de trois fonctions indépendantes :

$$\begin{aligned} \Phi_1(z) &= \frac{1}{\pi a} \int_z^{z+a} F(z) dz, \\ \Phi_2(z) &= \frac{1}{\pi(a+b)} \int_{z-(a+b)}^{z+(a+b)} F(z) dz, \\ \Phi_3(z) &= \frac{1}{\pi(a+b+c)} \int_{z-(a+b+c)}^{z+(a+b+c)} F(z) dz \end{aligned}$$

affectées des coefficients respectifs σ , $(\sigma - 1) \frac{a+b}{c}$ et $(1 - \sigma \frac{a+b+c}{c})$.

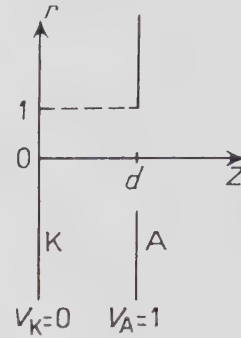


Fig. 49.

Or si l'on calcule par la méthode vue plus haut la répartition de potentiel $\Phi(z)$ régnant sur l'axe de la lentille simple représentée figure 49 : une électrode plane mince A, percée d'un trou de rayon unité placée à une distance d d'une cathode plane K, telle que $V_A = 1$ et $V_K = 0$, on arrive à la formule

$$(12) \quad \varphi(z) = \frac{1}{\pi d} \int_z^{z+d} F(z) dz.$$

Cette lentille simple L est toujours divergente.

La répartition $\Phi(z)$ peut donc être considérée comme l'association linéaire des répartitions dues à trois lentilles semblables à L, considérées seules, et telles que

$$d_1 = a, \quad d_2 = a + b, \quad d_3 = a + b + c,$$

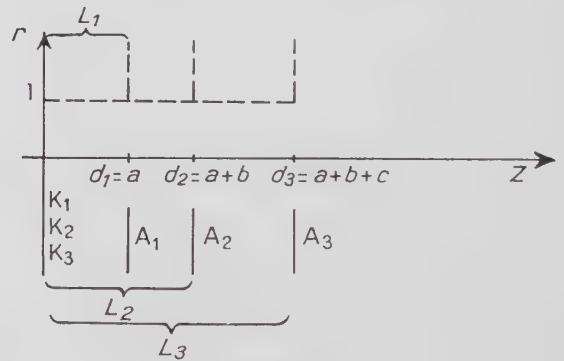


Fig. 50.

ayant leurs cathodes K confondues en $z = 0$, et leurs anodes A situées dans les plans des faces des électrodes de l'objectif envisagé (fig. 50).

$$\begin{aligned} \Phi(z) &= \sigma \Phi_1(z) + \frac{a+b}{c} (\sigma - 1) \Phi_2(z) \\ &\quad + \frac{a+b+c}{c} (1 - \sigma) \Phi_3(z). \end{aligned}$$

On peut dire également que le potentiel sur l'axe Oz dans l'objectif envisagé est dû à la superposition de trois états de potentiels indépendants créés par trois diaphragmes plans infiniment minces A_1 , A_2 , A_3 mis séparément en présence du plan $K(z=0)$ à des distances : a , $a+b$ et $a+b+c$, et portés respectivement aux potentiels :

$$1, \quad -(1-\sigma)\frac{a+b}{c} \quad \text{et} \quad (1-\sigma)\frac{a+b+c}{c}.$$

Nous verrons plus loin la précision de la méthode de calcul ainsi décrite, en comparant les résultats du calcul et les mesures faites à la cuve rhéographique, relatifs au même objectif à immersion.

3. Méthode de superposition.

3.1. PRINCIPE. — Considérons un diaphragme D (fig. 51) infiniment mince percé d'un trou circulaire

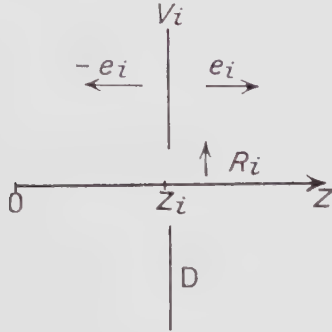


Fig. 51.

de rayon R_i , d'axe Oz, et placé à l'abscisse z_i dans un espace dépourvu de champ électrostatique.

Ce diaphragme porté au potentiel V_i va créer loin du trou, un champ $+e_i$ à droite et $-e_i$ à gauche. Le potentiel $\varphi_i(z)$ sur l'axe est alors donné rigoureusement par la formule :

$$(13) \quad \varphi_i(z) = -\frac{2}{\pi} e_i (z - z_i) \operatorname{arctg} \frac{z - z_i}{R_i}.$$

Pour calculer $\varphi_i(z)$, il faut connaître la valeur du coefficient e_i .

Si l'on considère maintenant un ensemble de diaphragmes minces coaxiaux, le potentiel $\Phi(z)$ résultant, sur l'axe du système sera donné par une association linéaire des répartitions $\varphi_i(z)$, chaque diaphragme étant considéré comme agissant seul :

$$(14) \quad \Phi(z) = \sum_{i=1}^{\infty} -\frac{2}{\pi} e_i (z - z_i) \operatorname{arctg} \frac{z - z_i}{R_i}.$$

La détermination des coefficients e_i se fait simplement [24] en écrivant les conditions aux limites, c'est-à-dire en supposant que la somme de tous les

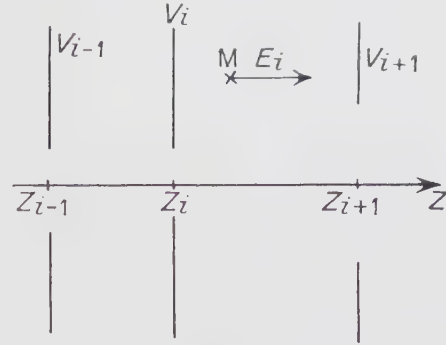


Fig. 52.

champs e_i en un point M de l'espace situé très loin de l'axe est égale au champ E_i existant réellement en ce point (fig. 52).

$$(15) \quad \sum_{i=1}^{\infty} e_i = E_i.$$

Mais en M, situé entre deux plans portés aux potentiels V_i et V_{i+1} et loin des trous existant dans ces plans, le champ E_i est uniforme et égal à celui régnant dans un condensateur plan

$$E_i = -\frac{V_{i+1} - V_i}{z_{i+1} - z_i}.$$

3.2. APPLICATION A L'OBJECTIF A IMMERSION A DIAPHRAGMES MINCES. — Soit le système formé par une cathode plane K en $z=0$, d'un Wehnelt W ($z_i=a$, $R_i=R_1$) et d'une anode A ($z_i=a+c$, $R_i=R_2$) et représenté figure 53 en traits pleins.

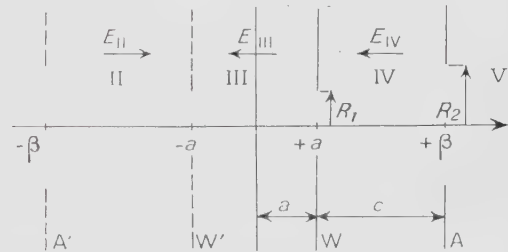


Fig. 53.

Le potentiel de K est pris égal à 0, et celui de A égal à 1. On a alors $V_W = \sigma$. Il est facile de calculer $\Phi(z)$ sur l'axe de ce système en tenant compte des « images » des diaphragmes W et A, W' et A' symétriques par rapport à K et portés à des poten-

tiels opposés. Dans ce nouveau système, le plan K sera bien un plan équipotentiel $V_K = 0$. $\Phi(z)$ sera donc la somme des quatre termes relatifs à A', W', W et A portés aux potentiels respectifs -1 , $-\sigma$, σ et 1 .

Les quatre diaphragmes séparent l'espace en cinq régions (fig. 53). Loin de l'axe, les champs réels sont

$$\begin{aligned} E_I &= E_V = 0, \\ E_{II} &= -E_{IV} = -\frac{1-\sigma}{c}, \\ E_{III} &= -\frac{\sigma}{a}. \end{aligned}$$

En écrivant la relation (15) dans chacune de ces cinq régions, on arrive à la relation finale.

$$(16) \quad \Phi(z) = \frac{1-\sigma}{\pi c} \left[(z+\beta) \operatorname{arctg} \frac{z+\beta}{R_2} - (z+a) \operatorname{arctg} \frac{z+a}{R_1} + (z-a) \operatorname{arctg} \frac{z-a}{R_1} - (z-\beta) \operatorname{arctg} \frac{z-\beta}{R_2} \right] + \frac{\sigma}{\pi a} \left[(z+a) \operatorname{arctg} \frac{z+a}{R_1} - (z-a) \operatorname{arctg} \frac{z-a}{R_1} \right].$$

Pour $\sigma = 0$, on a

$$\Phi_{\sigma=0}(z) = \frac{1}{\pi c} \left[(z+\beta) \operatorname{arctg} \frac{z+\beta}{R_2} - (z+a) \operatorname{arctg} \frac{z+a}{R_1} + (z-a) \operatorname{arctg} \frac{z-a}{R_1} - (z-\beta) \operatorname{arctg} \frac{z-\beta}{R_2} \right].$$

Si l'on pose

$$F(a) = \frac{1}{\pi a} \left[(z+a) \operatorname{arctg} \frac{z+a}{R_1} - (z-a) \operatorname{arctg} \frac{z-a}{R_1} \right],$$

on voit que

$$(17) \quad \Phi_{\sigma \neq 0}(z) = (1-\sigma) \Phi_{\sigma=0}(z) + \sigma F(a),$$

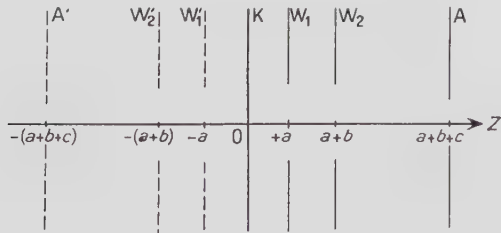


Fig. 54.

relation identique à celle trouvée par la première méthode.

De même

$$\Phi'_{\sigma \neq 0}(z) = (1-\sigma) \Phi'_{\sigma=0}(z) + \sigma F'(a).$$

En particulier, le champ E_0 sur K est donné par

$$(18) \quad E_0 = \frac{2(1-\sigma)}{\pi c} \left[\frac{\frac{\beta}{R_2}}{1 + \left(\frac{\beta}{R_2}\right)^2} - \frac{\frac{a}{R_1}}{1 + \left(\frac{a}{R_1}\right)^2} + \operatorname{arctg} \frac{\beta}{R_2} - \operatorname{arctg} \frac{a}{R_1} \right] + \frac{2\sigma}{\pi a} \left[\frac{\frac{a}{R_1}}{1 + \left(\frac{a}{R_1}\right)^2} + \operatorname{arctg} \frac{a}{R_1} \right].$$

On peut à partir de (16) calculer les dérivées $\Phi^{(n)}(z)$.

3.3. OBJECTIF A IMMERSION A WEHNELT ÉPAIS.

— La remarque faite à la fin du paragraphe précédent (calcul de $\Phi(z)$ par la première méthode) nous suggère le remplacement du Wehnelt épais par deux diaphragmes minces à trous égaux portés au même potentiel situés dans le plan des faces de cette électrode.

Le calcul s'effectue alors de la même manière, en tenant compte du diaphragme image supplémentaire (fig. 54).

Si l'on pose $a+b=\alpha$ et $a+b+c=\beta$, on arrive à :

$$(19) \quad \Phi(z) = \frac{1-\sigma}{\pi c} \left[(z+\beta) \operatorname{arctg} \frac{z+\beta}{R_2} - (z+\alpha) \operatorname{arctg} \frac{z+\alpha}{R_1} + (z-\alpha) \operatorname{arctg} \frac{z-\alpha}{R_1} - (z-\beta) \operatorname{arctg} \frac{z-\beta}{R_2} \right] + \frac{\sigma}{\pi a} \left[(z+a) \operatorname{arctg} \frac{z+a}{R_1} - (z-a) \operatorname{arctg} \frac{z-a}{R_1} \right].$$

Si $b=0$, on retrouve bien (16). D'autre part :

$$(20) \quad E_0 = \frac{2(1-\sigma)}{\pi c} \left[\frac{\frac{\beta}{R_2}}{1 + \left(\frac{\beta}{R_2}\right)^2} - \frac{\frac{\alpha}{R_1}}{1 + \left(\frac{\alpha}{R_1}\right)^2} + \operatorname{arctg} \frac{\beta}{R_2} - \operatorname{arctg} \frac{\alpha}{R_1} \right] + \frac{2\sigma}{\pi a} \left[\frac{\frac{a}{R_1}}{1 + \left(\frac{a}{R_1}\right)^2} + \operatorname{arctg} \frac{a}{R_1} \right].$$

Mais ceci n'est qu'une première approximation, car il faudrait associer au potentiel $\varphi(z)$ créé par le diaphragme A seul le potentiel créé par un dia-

phragme W d'épaisseur b considéré seul et non celui d'un système de deux diaphragmes W_1 et W_2 minces. Ces deux systèmes ne sont pas équivalents. Malheureusement il n'existe pas de formule simple donnant la répartition $\varphi(z)$ relative à un diaphragme épais. On peut penser alors remplacer le système de deux diaphragmes W_1 , W_2 au potentiel σ , distants de b , par un système de deux diaphragmes W'_1 , W'_2 plus rapprochés, de rayons légèrement supérieurs, et portés à un potentiel légèrement différent de σ : σ' afin que l'équipotentielle σ du nouveau système épouse au mieux la forme du Wehnelt réel (fig. 55).

Mais cette méthode nécessitant de laborieux calculs, présente à l'usage de nombreux inconvénients :

- Elle nécessite pour chaque valeur de σ' , le calcul des quantités corrigées a' , b' , σ' , R'_1 et R'_2 ; les répartitions $\Phi_{\sigma=0}(z)$ ne peuvent donc être obtenues simplement à partir de $\Phi_{\sigma=0}(z)$;
- Elle n'est applicable qu'aux cas : $\sigma < 0$;
- Enfin la correction se révèle insignifiante : quelques pour-cent tout au plus.

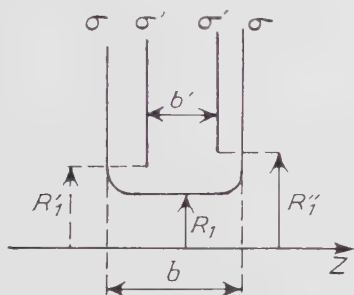


Fig. 55.

Nous n'avons utilisé dans la suite de ce travail que les deux méthodes fondamentales exposées plus haut.

4. Comparaison des deux méthodes.

4.1. Le calcul de $\Phi(z)$ effectué par les deux méthodes, dans le cas d'un objectif à trous égaux, conduit aux résultats suivants :

— Les valeurs de Φ calculées par la méthode de superposition, et que nous dénoterons $\Phi_s(z)$, sont toutes supérieures aux valeurs données par la première méthode $\Phi_c(z)$ sauf dans la région voisine de l'anode ($z > a + b + c$).

— Les valeurs de $\Phi(z)$ mesurées à la cuve rhéographique sont toujours situées entre les valeurs

de $\Phi_s(z)$ et de $\Phi_c(z)$ dans la région comprise entre K et W , et viennent se confondre avec les valeurs de $\Phi_s(z)$ à la sortie de W . Les valeurs de E_0 calculées par la méthode de superposition seront donc

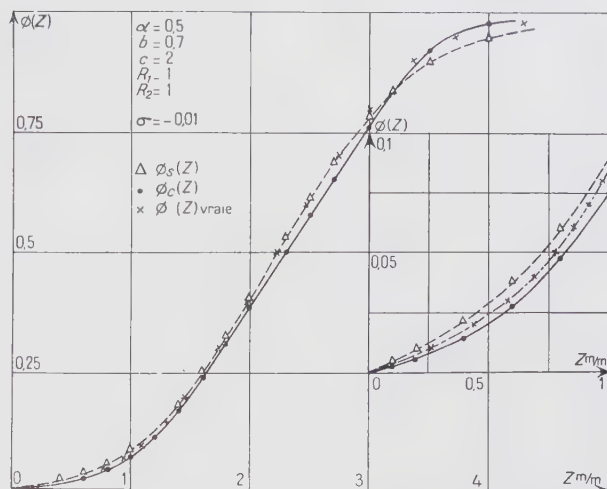


Fig. 56.

des valeurs par excès et, par suite, donneront lors des calculs, une limite supérieure du pouvoir séparateur théorique de l'objectif.

La figue 56 montre sur un exemple particulier l'allure des différentes répartitions :

— Dans la zone la plus importante pour la focalisation : le voisinage de K où les électrons sont lents, les valeurs vraies de $\Phi(z)$ sont plus proches des valeurs $\Phi_c(z)$. Dans certains cas, $\Phi(z)$ et $\Phi_c(z)$ peuvent même être confondues : quand K est très proche de W , ou lorsque l'objectif fonctionne avec une forte polarisation négative de W .

— Pour les grandes valeurs de a qui correspondent toujours à des valeurs positives de σ , les deux fonctions $\Phi_s(z)$ et $\Phi_c(z)$ tendent à se confondre avec les valeurs vraies de $\Phi(z)$, dans tout l'espace.

4.2. Tous ces faits s'expliquent facilement si l'on examine le principe même des deux méthodes :

— Pour obtenir $\Phi_c(z)$, on part d'une variation linéaire du potentiel entre les électrodes sur le cylindre limitant les trous. Or, les mesures à la cuve rhéographique montrent que si l'approximation est toujours très bonne entre A et W , dès que la distance c est de l'ordre de grandeur du diamètre des trous, elle l'est moins entre K et W . Le potentiel réel varie moins rapidement entre $z = 0$ et $z = a$, que la fonction $\Phi_1(z) = \frac{\sigma}{a} z$ (fig. 57), sauf pour

les valeurs très fortes de a ou les fortes polarisations négatives de W .

Le calcul conduit donc toujours à une approximation par défaut de $\Phi(z)$ entre K et W .

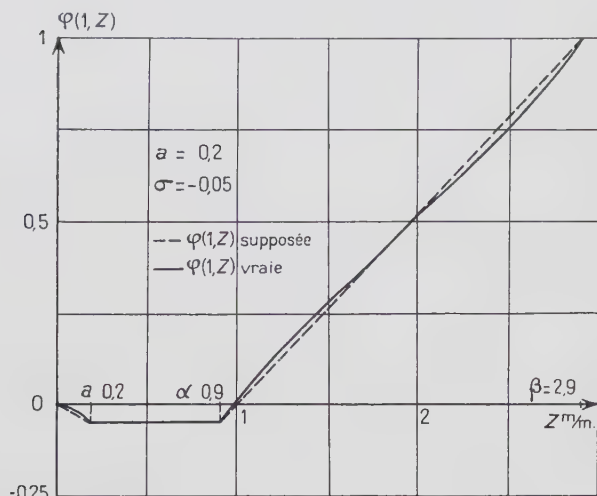


Fig. 57.

— La méthode de superposition telle que nous l'avons utilisée dans le cas d'un Wehnelt épais donne avec une très grande précision la répartition correspondant au système simplifié envisagé : deux diaphragmes minces parallèles situés dans les plans des faces de W (fig. 58). Mais le système réel épais comporte un volume équipotentiel porté à la polarisation σ . L'électrode réelle est moins perméable

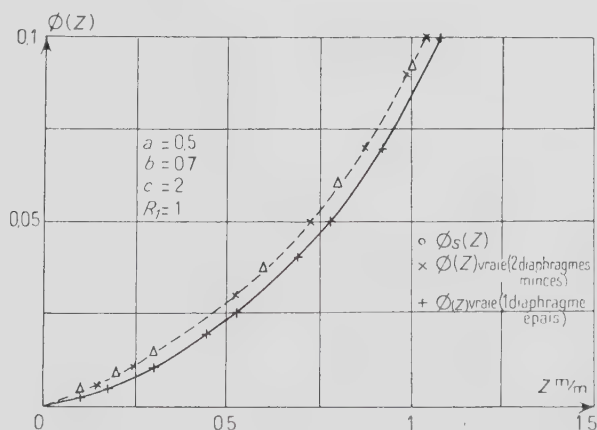


Fig. 58.

à l'influence de l'anode que l'électrode simplifiée. Les valeurs de $\Phi_s(z)$ seront toutes supérieures aux valeurs réelles.

4.3. Dans le cas d'un objectif à trous égaux, la répartition $\Phi_c(z)$ sera utilisée de préférence pour le

calcul des propriétés du système. Dans le cas des trous inégaux, la répartition $\Phi_s(z)$ fournira une approximation par excès.

Mais dans le cas de calculs préliminaires à la construction d'un objectif, rien n'empêche le futur utilisateur de choisir *a priori* des trous égaux et, par suite, d'avoir une répartition $\Phi(z)$ très approchée.

B. — CALCUL DES ÉLÉMENTS CARDINAUX D'UN OBJECTIF DONNÉ.

1. Méthodes de calcul des trajectoires.

1.1. MÉTHODES CLASSIQUES D'INTÉGRATION NUMÉRIQUE. — Les deux trajectoires fondamentales nécessaires à la détermination des éléments cardinaux du système peuvent être considérées comme obéissant à l'équation simplifiée de l'optique gaussienne, tout au moins pour $z > \Delta z$. Dans l'intervalle $0 < z < \Delta z$ la trajectoire d'un électron issu sous un angle $\theta = 90^\circ$ avec une vitesse initiale Φ_0 pourra toujours être assimilée à un arc de parabole.

L'équation du mouvement pour être facilement intégrable doit être mise sous la forme particulière :

$$(21) \quad R'' = -\frac{3}{16} \left(\frac{\Phi'}{\Phi + \Phi_0} \right)^2 R$$

par le changement de variable

$$R = r(\Phi + \Phi_0)^{\frac{1}{3}}.$$

Plusieurs méthodes sont alors applicables (sauf au voisinage de K , où la fonction $\frac{\Phi'}{\Phi + \Phi_0}$ tend vers des valeurs très grandes). Nous en citerons deux seulement :

- La méthode d'Adams-Störmer [25];
- La méthode de Runge-Kutta [26].

La méthode d'Adams, mise sous une forme plus maniable par Störmer a le grand défaut de nécessiter la connaissance de quatre points de la trajectoire au voisinage de l'origine. La connaissance d'un seul point — et de la pente de la trajectoire en ce point — ne permet de calculer les trois points suivants qu'après de laborieux tâtonnements. La méthode est particulièrement bien adaptée au cas des lentilles électroniques, car les rayons incidents sont toujours des droites en dehors de la lentille; par suite, les points initiaux sont parfaitement connus et la poursuite des calculs n'est pas entachée des erreurs dues à des conditions initiales déjà erronées. Elle s'appliquerait également aux objectifs

à immersion fonctionnant avec de fortes distances cathode-Wehnelt, car le potentiel varie linéairement sur une grande longueur Δz devant la cathode, et l'on peut assimiler les trajectoires à des arcs de parabole sur la longueur nécessaire à l'obtention de quatre points initiaux distants de h , pas du calcul, sans que ce pas soit ridiculement petit. Mais nous avons vu que ce cas n'a qu'un intérêt restreint en microscopie. Il en aurait, par contre, pour un objectif de grandissement égal ou inférieur à 1, utilisé dans des télescopes électroniques.

Méthode de Runge-Kutta. — Il suffit ici de connaître un point au voisinage de l'origine. Pour les trajectoires perpendiculaires à K, on peut prendre

$$z_0 = 0, \quad r'_0 = 0, \quad r = r_0;$$

les autres trajectoires seront assimilées à des arcs de paraboles dans un intervalle Δz et l'on aura pour $z = \Delta z$:

$$r = r'_{\Delta z} \quad \text{et} \quad r' = r'_{\Delta z}.$$

Même pour $\theta = 90^\circ$, l'inclinaison du rayon est très faible à partir de ce point et la trajectoire obéit à l'équation (21).

Ces deux méthodes nécessitent la connaissance de la fonction

$$f(z) = -\frac{3}{16} \left(\frac{\Phi'}{\Phi + \Phi_0} \right)^2$$

et ne donnent r et r' que par l'intermédiaire des fonctions $R = r\Phi^{\frac{1}{2}}(z)$ et R' . Elles entraînent donc à d'assez longs calculs auxiliaires. Si la répartition $\Phi(z)$ est calculée par l'une des méthodes exposées plus haut, les valeurs de $\Phi'(z)$ sont connues grâce à des expressions entièrement calculables, mais comportant un grand nombre de termes; si Φ est obtenue à la cuve rhéographique, la détermination graphique de Φ' doit se faire avec soin, et est également assez longue.

Nous avons utilisé la deuxième méthode dans quelques cas seulement, et pour comparer les résultats avec ceux fournis par la méthode « pas à pas » très simple de Gans que nous allons exposer maintenant, méthode qui n'atteint à la même précision que si l'on prend des intervalles d'intégration petits, mais qui ne nécessite aucun calcul auxiliaire.

1.2. MÉTHODE DE GANS [27]. — Contrairement aux autres méthodes qui consistent à chercher des solutions approchées de l'équation (21) à partir de la répartition Φ vraie, la méthode de Gans permet l'intégration exacte de l'équation en r des tra-

jectoires dans chaque intervalle h , où la fonction Φ est approchée par une fonction simple de z . On remplace Φ par une ligne brisée formée de segments de droites (fig. 59). La répartition vraie est donc

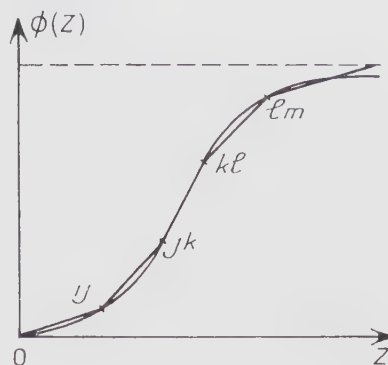


Fig. 59.

approchée par une suite de régions de champ uniforme, le degré d'approximation croissant avec le nombre de pas.

L'intégration de l'équation des trajectoires paraxiales se décompose en deux parties : l'intégration dans un intervalle et l'intégration au voisinage des points anguleux (fig. 60).

Dans chaque intervalle j la dérivée Φ'_j est nulle, et l'équation

$$(22) \quad r'' + \frac{\Phi'}{2\Phi} r' + \frac{\Phi''}{4\Phi} r = 0$$

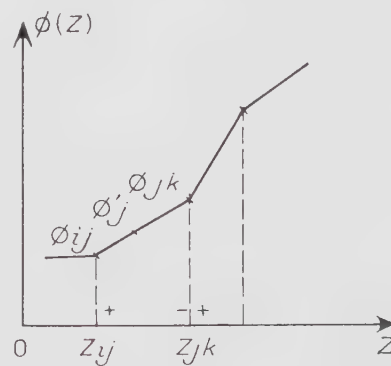


Fig. 60.

devient

$$r''_j + \frac{\Phi'_j}{2\Phi_j} r'_j = 0$$

ou

$$r''_j \Phi_j^{\frac{1}{2}} + \frac{\Phi'_j}{2\Phi_j^{\frac{1}{2}}} r'_j = 0$$

qui s'intègre facilement :

$$(23) \quad r'_j \Phi_j^{\frac{1}{2}} = C_j.$$

La valeur de C_j est déterminée dès qu'on connaît la valeur de Φ à l'origine z_{ij} du segment : Φ_{ij} et celle de r' en ce même point z_{ij} : r'_{ij}^+ . (Le signe + indique qu'on prend la valeur de r' à droite de z_{ij}).

On a :

$$\Phi_j = \Phi_{ij} + (z_j - z_{ij}) \Phi'_j,$$

d'où

$$r_j = r_{ij} + \int_{z_{ij}}^{z_j} \frac{C_j dz_j}{\Phi_{ij} + (z_j - z_{ij}) \Phi'_j},$$

soit

$$(24) \quad r_j = r_{ij} + \frac{2C_j}{\Phi'_j} (\Phi_j - \Phi_{ij}) \quad \text{si } \Phi'_j \neq 0$$

ou bien :

$$(25) \quad r_j = r_{ij} + r'_{ij} (z_j - z_{ij}) \quad \text{si } \Phi'_j = 0.$$

En un point anguleux ($z = z_{ij}$, par exemple) la valeur de Φ devient infinie, mais Φ , Φ' , r et r' restent finis. Dans un intervalle infiniment petit (z_{ij}^-, z_{ij}^+), de part et d'autre de ce point, on peut considérer Φ et r comme constants. L'intégration de l'équation (22)

$$\int_{z_{ij}^-}^{z_{ij}^+} r'' dz = - \int_{z_{ij}^-}^{z_{ij}^+} \frac{\Phi'}{2\Phi} r' + \frac{\Phi''}{4\Phi} r dz$$

conduit à

$$r'_{ij}^+ = r'_{ij}^- + \frac{\Phi'_{ij} - \Phi'_{ij}^+}{4\Phi_{ij}} r_{ij}.$$

A l'aide de (23), (24) (ou 25) et (26), il est possible de calculer la trajectoire dans chaque intervalle et la réfraction provoquée en chaque point anguleux par la discontinuité de Φ' . Il suffit de connaître les valeurs initiales en z_0 de r et de r' .

Dans le cas de nos objectifs, il faut prendre des intervalles très courts au voisinage de la cathode et du Wehnelt où les électrons sont lents, pour avoir une bonne approximation de $\Phi(z)$ entre Wehnelt et anode où $\Phi(z)$ varie de façon sensiblement linéaire, puis au voisinage de l'anode où les électrons sont très rapides, on peut prendre des intervalles beaucoup plus grands.

1.3. ABRÉVIATION DES CALCULS. — Nous avons recherché s'il était possible d'obtenir rapidement, avec une précision encore acceptable pour un constructeur ou un utilisateur, les grandeurs caractéristiques de l'objectif : courbe de mise au point, distance focale image et position du foyer image.

1.3.1. *Calcul avec deux pas.* — Nous avons d'abord essayé de représenter les courbes relatives aux faibles valeurs de a , donc très courbées au voisinage de K, par deux arcs de parabole (fig. 61) d'équations respectives :

$$\begin{aligned} \Phi_1(z) &= pz^2 + qz \quad \text{pour } 0 < z < z_1, \\ \Phi_2(z) &= 1 - 2m(z - z_2)^2. \end{aligned}$$

On a

$$\Phi = 1 \quad \text{pour } z > z_2.$$

Le point de raccordement M est choisi au voisinage du point d'inflexion de $\Phi(z)$. On peut déterminer p et q , soit en respectant des valeurs de $\Phi'(z)$ en $z = 0$ et de $\Phi(z)$ en M, soit en écrivant que $\Phi(z) = \Phi_M$ en M,

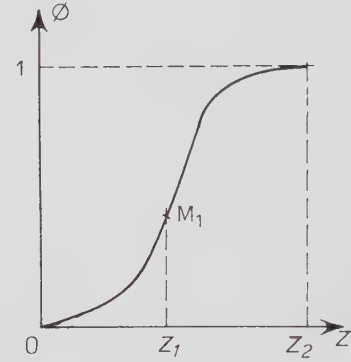


Fig. 61.

et qu'en ce point la courbe a une pente Φ'_M identique à celle du deuxième segment parabolique. Dans le premier cas, on doit tenir compte de la réfraction en M.

Cette méthode, utilisée déjà [28] dans le cas des lentilles unipotentiellles (mais sans avoir eu de contrôle expérimental sévère) se révèle ici trop imprécise, vu l'impossibilité d'avoir une bonne approximation de $\Phi(z)$ au voisinage de K.

1.3.2. *Calcul avec trois ou quatre pas.* — La courbe $\Phi(z)$ est remplacée successivement par :

— un segment de droite de pente E_0 , plus ou moins long selon la forme de $\Phi(z)$ au voisinage de K, de $z = 0$ à $z = z_1$;

— un segment parabolique d'équation $\Phi_2(z) = pz^2 + qz$, de z_1 à z_2 ;

— un segment de droite assez long de z_2 à z_3 , pouvant rejoindre la valeur $\Phi = 1$ (fig. 62), ou bien pouvant être complété par un quatrième segment d'équation :

$$\Phi_4(z) = 1 - 2m(z - z_3')^2.$$

Mais l'amélioration qui en résulte est à peine décelable : la réfraction des trajectoires en $z = z_3$ conduit à des valeurs de r' à peu près identiques à celles fournies par la variation plus lente de z'_3 à z''_3 .

Il faut surtout s'attacher à représenter $\Phi(z)$ avec une grande précision entre $z = 0$ et $z = z_2$.

Nous donnerons maintenant les équations conduisant à r et r' pour les répartitions de potentiel approchées :

$$\begin{aligned} \alpha. \quad & \Phi_1(z) = 1 - z + B, \\ \beta. \quad & \Phi_2(z) = pz^2 + qz, \\ \gamma. \quad & \Phi_3(z) = 1 - m(z - z_0)^2. \end{aligned}$$

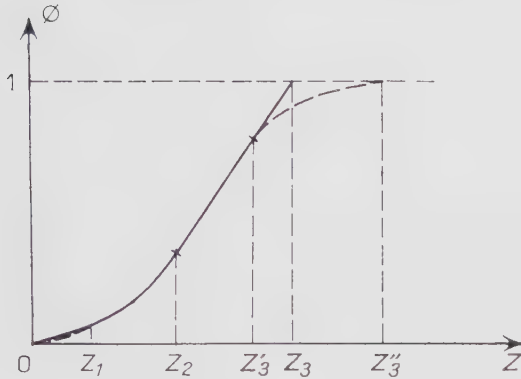


Fig. 62.

Nous avons supposé dans chaque cas que l'électron avait une vitesse initiale Φ_0 en $z = z_0$, et que sa trajectoire faisait en ce point un angle θ_0 avec l'axe.

Cas α . — L'intégration des équations générales du mouvement :

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = -eA, \quad m \frac{d^2 r}{dt^2} = 0$$

conduit à

$$(27) \quad \begin{cases} r = r_0 + 2\sqrt{\frac{\Phi_0}{A}} \sin \theta_0 \left[\sqrt{\frac{\Phi_0}{A} \cos^2 \theta_0 + (z - z_0)} - \sqrt{\frac{\Phi_0}{A} \cos \theta_0} \right], \\ r' = \frac{\sqrt{\frac{\Phi_0}{A}} \sin \theta_0}{\sqrt{\frac{\Phi_0}{A} \cos^2 \theta_0 + (z - z_0)}}. \end{cases}$$

Cas β . — L'intégration des équations

$$\begin{aligned} m \frac{d^2 z}{dt^2} &= -e(2pz + q), \\ m \frac{d^2 r}{dt^2} &= epr \end{aligned}$$

est ici plus complexe, et conduit à des formules assez longues. Mais comme notre but est d'obtenir les valeurs de r et r' seulement aux extrémités des intervalles d'intégration, et à la sortie de la lentille, les calculs sont beaucoup plus courts.

On obtient finalement [29]

$$(28) \quad \begin{cases} r = \sqrt{\frac{2\Phi_0}{p}} \sin \theta_0 \sin \lambda u + r_0 \cos \lambda u, \\ r' = \frac{\sqrt{\frac{\Phi_0}{p}} \sin \theta_0 \cos \lambda u - r_0 \frac{\sqrt{2}}{2} \sin \lambda u}{A e^{\sqrt{2}\lambda u} - B e^{-\sqrt{2}\lambda u}}, \end{cases}$$

avec

$$\lambda u = 1,6282 \log_{10} \frac{z + \frac{2p}{q} + \left[(z^2 - z_0^2) + (z - z_0) \frac{q}{2p} + \frac{\Phi_0 \cos^2 \theta_0}{p} \right]^{\frac{1}{2}}}{\frac{q}{2p} + z_0 + \sqrt{\frac{\Phi_0}{p} \cos \theta_0}},$$

$$A = \frac{1}{2} \left(\frac{q}{2p} + z_0 + \sqrt{\frac{\Phi_0}{p} \cos \theta_0} \right),$$

$$B = \frac{1}{2} \left(\frac{q}{2p} + z_0 - \sqrt{\frac{\Phi_0}{p} \cos \theta_0} \right).$$

Cas γ . — La répartition $\Phi_3(z)$ permet d'intégrer l'équation des trajectoires gaussiennes.

Celles-ci sont de la forme :

$$(29) \quad \begin{cases} r = K \operatorname{ch} \left\{ \frac{\sqrt{2}}{2} \operatorname{arc} \sin [\sqrt{2m}(z - z_0)] - \psi \right\}, \\ r' = K \operatorname{sh} \left\{ \frac{\sqrt{2}}{2} \operatorname{arc} \sin [\sqrt{2m}(z - z_0)] - \psi \right\} \frac{\sqrt{m}}{\sqrt{1 - 2m(z - z_0)^2}} = K \operatorname{sh} \left\{ \frac{\sqrt{2}}{2} \operatorname{arc} \sin [\sqrt{2m}(z - z_0)] - \psi \right\} \frac{\sqrt{m}}{\sqrt{\Phi(z)}}. \end{cases}$$

ψ et K sont déterminés par les conditions à l'origine :

$$\operatorname{th} \left\{ \frac{\sqrt{2}}{2} \operatorname{arc} \sin [\sqrt{2m}(z_0 - z_0)] - \psi \right\} = \frac{\operatorname{tg} \theta_0 \sqrt{\Phi_0}}{r_0 \sqrt{m}},$$

$$K = \frac{r_0}{\operatorname{ch} \left\{ \frac{\sqrt{2}}{2} \operatorname{arc} \sin [\sqrt{2m}(z_0 - z_0)] - \psi \right\}}.$$

Dans des mesures sur un canon à électrodes planes, Jacob [30] a trouvé des répartitions de potentiel qui, sauf au voisinage de K, étaient assimilables à une exponentielle de z . Ce cas serait également très intéressant, car une répartition de la forme :

$$\Phi_4(z) = \Phi_0 e^{k(z - z_0)},$$

permet l'intégration de l'équation (21) puisque $\frac{\Phi'}{\Phi} = \text{const}$. Nous avons essayé à maintes reprises, mais sans succès, de retrouver les résultats de cet auteur, pour différentes valeurs de a et σ dans plusieurs objectifs, aussi bien avec les répartitions $\Phi(z)$ calculées, qu'avec les répartitions relevées à la cuve.

2. Application à un objectif particulier.

Nous avons utilisé la méthode de Gans pour effectuer tous les calculs et vérifié dans quelques cas que la méthode simplifiée à trois pas donnait toujours des résultats identiques à quelques pourcent près (écarts inférieurs à 10 %).

Nous avons étudié plus spécialement l'objectif le plus couramment utilisé sur notre microscope à émission lorsque nous avons entrepris cette étude, et dont les paramètres géométriques sont :

$$R_1 = R_2 = 1 \text{ mm}, \quad b = 0,7 \text{ mm}, \quad c = 2 \text{ mm}.$$

La tension anodique a été prise égale à 10 kV.

2.1. COURBE DE MISE AU POINT. — En traçant pour chaque valeur de a la trajectoire fondamentale II (fig. 63), nous avons déterminé la valeur de σ donnant la mise au point sur l'écran situé à 660 mm de K.

Nous avons effectué les calculs pour $a = 0, 0,2, 0,5, 0,7, 1$ et $1,5$ mm avec les répartitions $\Phi_c(z)$ et $\Phi_s(z)$. Nous avons reporté les résultats obtenus sur la figure 64. La courbe de mise au point obtenue à partir de $\Phi_c(z)$ correspond pour une même valeur de a , à des valeurs de σ_f plus faibles que celles fournies par l'expérience; $\Phi_s(z)$ conduit à des valeurs σ_f plus fortes. Les trois courbes se raccordent vers $a = 1,5$ mm.

Cette disposition s'explique par le fait que les répartitions $\Phi_c(z)$ et $\Phi_s(z)$ se situent respectivement au-dessous et au-dessus de la répartition vraie $\Phi(z)$

avec la méthode du cylindre unité, sauf pour les grandes valeurs de a où les deux méthodes sont équivalentes.

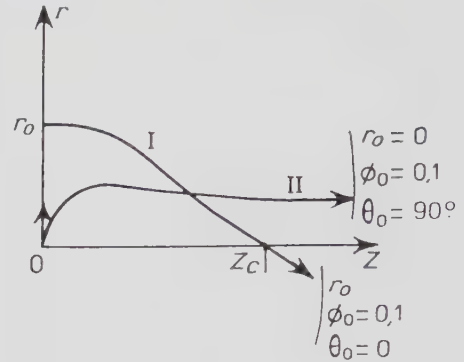


Fig. 63.

Les valeurs de E_0 fournies par les deux méthodes et correspondant aux conditions de mise au point sont sensiblement égales entre elles, et égales aux valeurs expérimentales.

Pour $0 < a < 1,5$ mm on trouve $0,55 < E_0 < 0,60$, en bon accord avec la valeur $E_0 = 0,58$ trouvée expérimentalement.

2.2. DISTANCE FOCAL IMAGE. — Nous avons tracé la deuxième trajectoire fondamentale I perpendiculaire à K (valeurs initiales $r_0 = 0,1$ mm; $\theta_0 = 0$ et $\Phi_0 = 0,1$ V) pour les valeurs de a envisa-

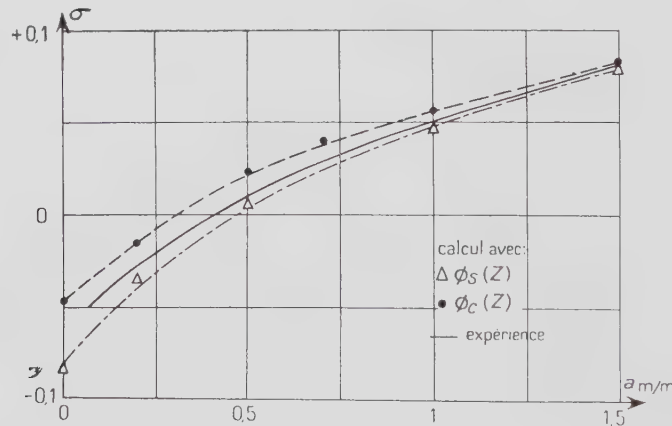


Fig. 64.

pour a et σ donnés. Pour que la répartition calculée conduise à la mise au point il faut qu'elle coïncide avec la répartition vraie, du moins au voisinage de K. On est amené à trouver des valeurs de σ_f trop grandes avec la méthode de superposition et trop faibles

gées plus haut, et à chaque fois pour diverses valeurs de σ encadrant la valeur σ_f .

Si nous nous reportons en coordonnées (f, a) , au lieu de (f, σ) l'accord est très bon avec l'expérience (fig. 65) aussi bien avec les valeurs provenant

de $\Phi_s(z)$ que celles provenant de $\Phi_c(z)$. La courbe $f(a)$ est sensiblement une droite.

déjà exposée dans l'étude de l'aberration sphérique de l'objectif, avec une grille G de pas 0,4 mm,

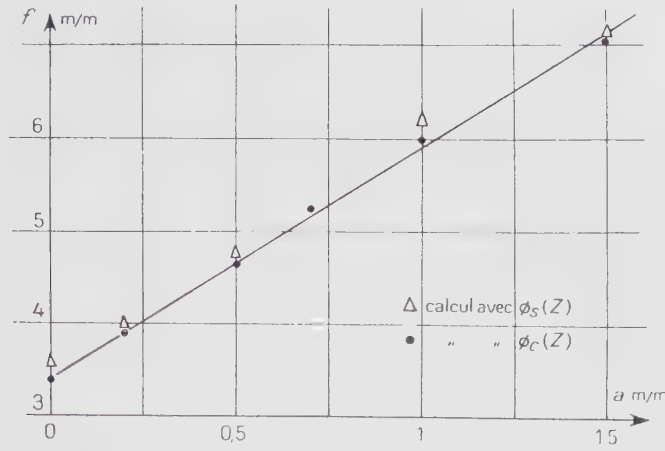


Fig. 65.

2.3. POSITION DU FOYER IMAGE ET DU PLAN PRINCIPAL IMAGE. — Le foyer image est défini par l'intersection de l'axe optique et du rayon sortant de la lentille, ou de son prolongement (fig. 66) et

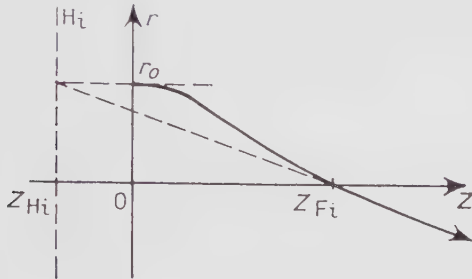


Fig. 66.

le plan principal image par celle du prolongement du rayon avec la droite d'ordonnée r_0 dans le plan méridien envisagé.

Les calculs conduisent aux résultats suivants :

— Le plan principal image reste fixe, quand a varie, tout au moins pour des valeurs de a inférieures à 1 mm, c'est-à-dire dans la zone normale de fonctionnement (fig. 67). On a toujours

$$z_{Hi} \approx -1,1 \text{ mm.}$$

Pour des valeurs de a plus fortes, le plan principal tend à se rapprocher de K.

— L'abscisse du foyer image, z_{Fi} , varie presque linéairement avec a dans cette zone.

Nous avons effectué quelques déterminations expérimentales de z_{Fi} par la méthode de la grille

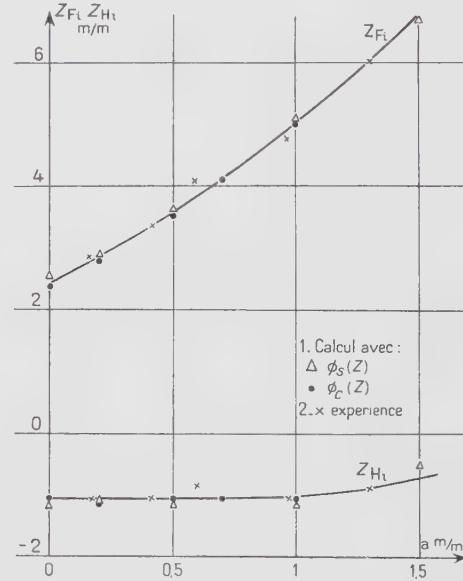


Fig. 67.

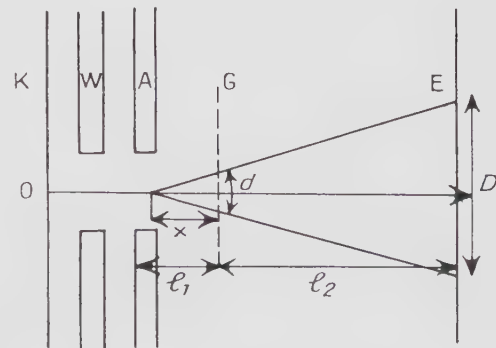


Fig. 68.

située à 46,5 mm du plan de l'anode ($z = a + b + c$) et à 617 mm du film enregistreur. Nous avons pris, pour diverses valeurs de σ , des photographies comportant l'image mise au point de K et l'ombre de la grille. Pour chaque valeur de σ (donc de a) nous avons calculé la valeur de z_{Fi} (fig. 68) :

$$z_{Fi} = a + b + c + (l_1 - x), \quad x = \frac{l_2 d}{D - d};$$

z_{Fi} est ensuite déterminé en utilisant la distance focale image trouvée expérimentalement.

Nous avons porté sur la figure 67, les points expérimentaux ainsi trouvés. Il y a un accord excellent avec les résultats du calcul. Notons en passant que l'utilisation d'une grille G à très petit pas conduit à des valeurs de x systématiquement plus faibles de quelques dixièmes de millimètre. Il semble qu'à la divergence légère provoquée par chacun des trous pris séparément, s'ajoute une légère divergence globale du faisceau : la grille G et le nuage d'électrons secondaires qui la précède serait une lentille divergente faible (pour une grille à pas de 80 μ , nous avons une déviation du faisceau de l'ordre de quelques minutes d'angle).

2.4. CROSS-OVER. — Nous avons déterminé la position z_c du cross-over du faisceau grâce à la trajectoire II et une valeur approchée de son diamètre en prenant à l'abscisse z_c la distance à l'axe de la trajectoire I. Ce diamètre est une fonction croissante de a (fig. 69) et va de :

$$d_c = 2,4 \cdot 10^{-2} \text{ mm} \quad \text{à} \quad d_c = 5 \cdot 10^{-2} \text{ mm},$$

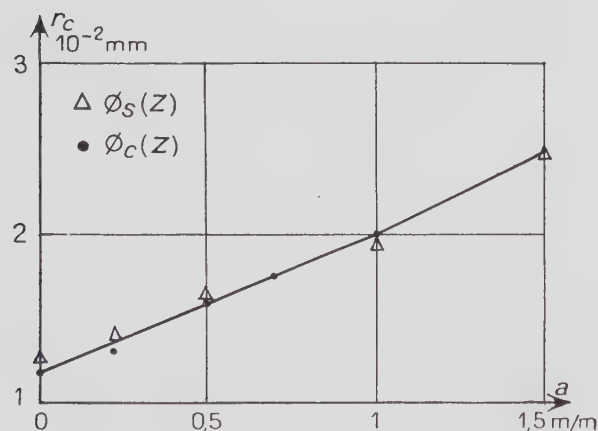


Fig. 69.

pour a variant de 0 à 1,5 mm. Les résultats obtenus par les deux méthodes de calcul concordent fort bien.

Si l'on considère le fait que la distance cathode-cross-over croît beaucoup plus vite que la distance

cathode-anode lorsque a augmente (fig. 70), on voit que pour des distances a de l'ordre de 1 mm, il serait peut-être possible de diaphragmer le faisceau

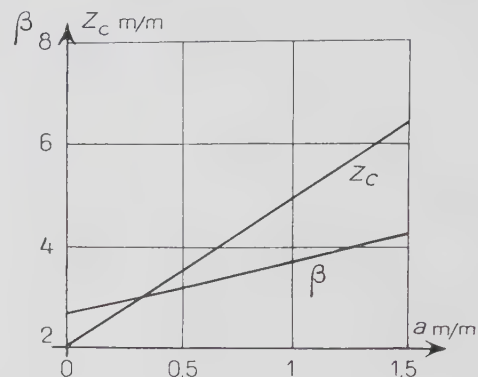


Fig. 70.

en son cross-over sans perturber le champ de l'objectif. On accroîtrait ainsi le pouvoir séparateur de l'objectif, en réduisant l'ouverture des pinceaux élémentaires issus de K. Böersch [31] a montré en effet qu'en éliminant tous les électrons émis sous des angles supérieurs à 45°, on améliorerait par un facteur 5 la limite de résolution, tout en ne réduisant la luminosité que par un facteur 2; mais les difficultés expérimentales sont telles que, jusqu'à présent, aucune tentative n'a été faite dans ce sens.

2.5. Foyer OBJET. — Pour un rayon accéléré sous la différence de potentiel V et abordant l'objectif dans le sens anode-cathode, celui-ci va jouer le rôle d'une lentille retardatrice. L'électron atteindra la cathode avec une vitesse Φ_0 très faible ou nulle, sous un angle d'incidence voisin de 90°. Le foyer objet sera pratiquement sur la cathode, et la distance focale objet pourra être calculée par la relation :

$$f_0 = \sqrt{\frac{\Phi_0}{f_i}}.$$

Nous l'avons vérifié numériquement dans le cas $a = 0$, ($f_i = 3,8$ mm). On a

$$f_0 = 1,2 \cdot 10^{-2} \text{ mm}.$$

CONCLUSION.

La recherche d'une amélioration du pouvoir séparateur par accroissement de E_0 nous a conduit à une étude complète de l'objectif classique à électrodes planes épaisses fonctionnant sous haute tension.

Nous avons tout d'abord relevé les courbes de

mise au point et déterminé les conditions de fonctionnement de cet objectif pour de nombreuses formes, en étudiant l'influence des divers paramètres géométriques. Nous avons ensuite étudié les variations de E_0 avec les divers paramètres électrique et géométrique, la tension de fonctionnement restant constante, et montré que :

— E_0 reste sensiblement constant dans les conditions de mise au point, pour une géométrie donnée ; il est pratiquement indépendant de la polarisation du Wehnelt ;

— C'est une fonction décroissante de tous les paramètres géométriques R_1 , R_2 , b et c ;

— Pour une tension de fonctionnement de 30 kV et une distance c fixée à 2 mm, le champ E_0 ne peut dépasser la valeur relativement faible de 30 kV/cm. Par suite, le pouvoir séparateur théorique de ce type d'objectif est de 40 m μ .

La zone optimum de fonctionnement, donnant le meilleur pouvoir séparateur dans une zone étendue de l'image, c'est-à-dire le facteur de qualité Q maximum correspond toujours à une polarisation nulle (ou très voisine de zéro) du Wehnelt. Cette condition fixe en partie les dimensions de l'objectif optimum dont nous avons donné les cotes.

Avec un objectif de ce type, nous avons pu séparer des points émissifs distants de 150 m μ .

Nous avons ensuite mis au point un objectif électrostatique à électrodes planes de type nouveau dont la version définitive donne des images excellentes et où le champ E_0 est bien supérieur au champ régnant dans l'objectif classique. Nous avons montré également qu'un objectif à électrodes sphériques pouvait concurrencer l'objectif classique.

D'autre part, il est possible de calculer entièrement les propriétés optiques d'un objectif à électrodes planes quelconque :

— La recherche du potentiel sur l'axe fournit

deux répartitions approchées entièrement calculables sans intégrations numériques, encadrant la répartition réelle ;

— Le calcul de deux trajectoires fondamentales par la méthode de Gans, ou une méthode très rapide à trois pas, aboutit à des résultats en très bon accord avec l'expérience en ce qui concerne la distance focale image et la position du foyer image.

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Radioélectricité de la Faculté des Sciences de Paris, à l'École Normale Supérieure.

Je remercie très vivement M. Y. Rocard, Professeur à la Sorbonne, Directeur des Laboratoires de Physique de l'École Normale Supérieure, qui a bien voulu m'accueillir dans ses laboratoires et s'intéresser à mon travail.

J'exprime ma profonde reconnaissance à M. P. Grivet, Professeur à la Sorbonne, Directeur du Laboratoire de Radioélectricité de la Faculté des Sciences de Paris, qui m'a proposé ce sujet d'études et par ses conseils judicieux et ses nombreux encouragements m'a permis de mener à bien l'œuvre entreprise.

Je tiens à remercier M. F. Bertein, Chef de Travaux du Laboratoire de Radioélectricité pour les suggestions qu'il m'a apportées dans la résolution de divers problèmes théoriques.

Je remercie également M. Ponte, Directeur de la Compagnie Générale de Télégraphie Sans Fil, qui m'a permis d'utiliser les cuves rhéographiques de ses Laboratoires.

Enfin j'adresse ici mes remerciements les plus vifs à M. Gauzit, Attaché de Recherches au C.N.R.S. qui a travaillé avec moi en étroite collaboration dans toutes les tâches ingrates nécessitées par la mise au point du microscope à émission.

Je remercie également tous les membres du Laboratoire de Radioélectricité qui m'ont aidé de près ou de loin dans ce travail.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] E. BRÜCHE et H. JOHANNSON, *Naturwiss.*, t. 20, 1932, p. 353.
- [2] E. BRÜCHE et KNECHT, *Z. Physik*, t. 92, 1934, p. 462.
- [3] H. MAILL, *Z. Techn. Phys.*, t. 23, 1942, p. 117.
- [4] H. BÖRSCH, *Naturwiss.*, t. 30, 1942, p. 120.
- [5] W. MECKLENBURG, *C. Ramsauer (Elektronenmikroskopie)*, S. 6, Berlin, Springer, 1942.
- [6] E. KINDER, *Z. Physik*, t. 122, 1944, p. 200.
- [7] H. JOHANNSON, *Ann. Phys.*, t. 18, 1933, p. 385.
- [8] D. LANGMUIR, *Proc. Inst. Radio Eng.*, t. 25, 1937, p. 977.
- [9] A. RECKNAGEL, *Z. Physik*, t. 117, 1941, p. 689.
- [10] A. RECKNAGEL, *Z. Physik*, t. 120, 1943, p. 331.
- [11] L. A. ARTCIMOVITCH, *Bull. Acad. Sc., U.R.S.S.*, t. 8, 1944, p. 313.
- [12] A. SEPTIER, *C. R. Acad. Sc.*, t. 235, 1952, p. 1621 ; t. 236, 1953, p. 58.

- [13] O. KLEMPERER et Y. KLINGER, *Proc. Phys. Soc. B*, t. 64, 1951, p. 231.
 - [14] F. BERTEIN, *Ann. Radioélectricité*, t. 2, 1947, p. 379.
 - [15] A. SEPTIER et M. GAUZIT, *C. R. Congrès de Microscopie*, Paris, 1950.
 - [16] E. BRÜCHE, *Koll. Zeit.*, t. 100, 1942, p. 192.
 - [17] W. MECKLENBURG, *Z. Physik*, t. 120, 1942, p. 21.
 - [18] A. SEPTIER, *C. R. Acad. Sc.*, t. 235, 1952, p. 652.
 - [19] A. SEPTIER, *C. R. Acad. Sc.*, t. 235, 1952, p. 1203.
 - [20] S. BERTRAM, *Proc. Inst. Radio Eng.*, t. 28, 1940, p. 418.
 - [21] M. DUCHESNE, *Bull. Astron.*, t. 17, 1953, n° 1.
 - [22] M. Y. BERNARD, *C. R. Acad. Sc.*, t. 233, 1951, p. 298.
 - [23] F. GRAY, *Bell Syst. Techn. J.*, t. 28, 1939, p. 25.
 - [24] F. BERTEIN, *C. R. Acad. Sc.*, t. 234, 1952, p. 417.
 - [25] STORMER, *C. R. Congrès de Mathématiques*, Strasbourg, 1920.
 - [26] W. KUTTA, *Z. Math. Phys.*, t. 46, 1901, p. 443.
 - [27] R. GANS, *Z. Techn. Physik*, t. 18, 1937, p. 41.
 - [28] E. REGENSTREIF, *Ann. Radioélectricité*, t. 6, 1951, p. 51 et 114.
 - [29] W. E. SPEAR, *Proc. Phys. Soc. B*, t. 64, 1951, p. 233.
 - [30] L. JACOB, *J. Appl. Phys.*, t. 21, 1950, p. 966.
 - [31] H. BÆRSCH, *Z. Techn. Physik*, t. 23, 1942, p. 149.
-

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

**Diffraction et microscopie électroniques
conjuguées dans un même appareil**

Vu et approuve :

Paris, le 22 février 1953.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,

A. CHÂTELET.

Vu et permis d'imprimer :

POUR LE RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,
LE VICE-PRÉSIDENT DU CONSEIL DE L'UNIVERSITÉ,

A. CHÂTELET.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS,

Quai des Grands-Augustins, 55.

146356-54

Dépôt légal, Imprimeur, 1954, n° 958

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS
146356 Quai des Grands-Augustins, 55.
